

SÉRIE A, N° 1943

N° D'ORDRE :

2810

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. BRICARD

Aide-Physicien à l'Observatoire du Puy-de-Dôme.

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES BROUILLARDS
NATURELS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le *14/9* 1940 devant la Commission d'examen.

MM. MAURAIN..... *Président.*

LABROUSTE.... } *Examineurs.*

AUGER..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1940

SÉRIE A, N° 1943

N° D'ORDRE :

2810

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. BRICARD

Aide-Physicien à l'Observatoire du Puy-de-Dôme.

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES BROUILLARDS
NATURELS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1940** devant la Commission d'examen.

MM. MAURAIN.....	<i>Président.</i>
LABROUSTE....	} <i>Examineurs.</i>
AUGER.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1940

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires.</i>	H. LEBESGUE.	LESPIEAU.	ABRAHAM.
	Émile PICARD.	MARCHIS.	Ch. FABRY.
	Léon BRILLOUIN.	VESSIOT.	Léon BERTRAND
	PÉCHARD.	PORTIER.	WINTREBERT.
	FREUNDLER.	MOLLIARD.	DUBOSCQ.
	AUGER.	LAPICQUE.	BOHN.
	DANGEARD.	G. BERTRAND.	RABAUD.

R. UNIV.

BIBLIOTHEKE

PROFESSEURS

M. CAULLERY.....	T Zoologie (Évolution des êtres organisés).	FUCH.....	T Mécanique expérimentale des fluides.
Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
Jean PERRIN.....	T Chimie physique.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
E. CARTAN.....	T Géométrie supérieure.	CHÉRIEN.....	Optique appliquée.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	P. JOB.....	Chimie générale.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Charles PÉREZ.....	T Zoologie.	PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
M. GUICHARD.....	T Analyse et mesures chimiques.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	COMBES.....	T Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM ..	T Botanique.	GARNIER.....	T Mathématiques générales.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	HACKSPILL.....	T Chimie minérale.
A. MICHEL-LÉVY.	T Pétrographie.	LAUGIER.....	T Physiologie générale.
A. DENJOY.....	T Application de l'analyse à la Géométrie.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
Eugène BLOCH.....	T Physique.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
G. BRUHAT.....	T Physique théorique et physique céleste.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	H. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Radioactivité.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DUFOUR.....	T Physique. (P. C. B.).	DUPONT.....	T Théories chimiques.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
ROBERT-LÉVY.....	T Physiologie comparée.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.).
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	VAVON.....	Chimie organique.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et Calcul intégral.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	AUBEL.....	Chimie biologique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
H. BÉGHIN.....	T Mécanique phys. et exp.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
		PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.).
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		G. CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A MES PARENTS, A MA FEMME

En témoignage de ma très grande affection.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MONSIEUR CHARLES MAURAIN

Doyen de la Faculté des Sciences de Paris
Membre de l'Institut

Hommage de ma très respectueuse gratitude.

A M. GASTON GRENET
Directeur de l'Observatoire du Puy-de-Dôme

Hommage de ma très grande reconnaissance.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES BROUILLARDS NATURELS

(CONSTITUTION ET PROPRIÉTÉS.
DIFFUSION ET DIFFRACTION DE LUMIÈRE
PAR LES GOUTTELETTES D'EAU)

Par J. BRICARD

SOMMAIRE. — Ce travail, effectué au sommet du Puy-de-Dôme, se compose de deux parties :

Partie météorologique. — 1^o Mesure des gouttelettes de brouillard. Les gouttelettes d'eau sont captées en un point du nuage sur une lame de verre huilée et photographiées au microscope ; les mesures sont faites sur les clichés. En un même point leurs rayons sont différents et sont trouvés liés par la relation statistique :

$$n = K e^{-\frac{(B - m)^2}{6}}$$

n représentant le nombre de gouttelettes de rayon R , m la moyenne de l'ensemble des rayons au point étudié. Chaque mesure est caractérisée par cette moyenne.

2^o En liaison téléphonique avec la Station de la Plaine à Clermont-Ferrand d'où on peut déterminer la nature du nuage dans lequel se trouve le Puy-de-Dôme, on a trouvé que cette nature est liée aux dimensions des particules qui le constituent.

3^o Par une température inférieure à zéro on a examiné par transparence au microscope la formation du givre sur une plaque de rhodoid et on a constaté que les gouttes s'y déposent

à l'état liquide. Lorsque leur rayon moyen est inférieur à $8\ \mu$, elles se solidifient individuellement au bout de 10 à 15 secondes et le givre formé est opaque. Lorsque leur rayon moyen est supérieur à $8\ \mu$, en général elles ne se solidifient plus individuellement et la plaque de rhodoïd se recouvre d'un film liquide qui se prend en bloc au bout de 30 secondes environ. Le givre formé est alors transparent.

Des analyses chimiques de ce givre montrent que la teneur en chlore des brouillards ne semble pas dépendre de l'origine des courants atmosphériques qui leur ont donné naissance. En outre, il ne contient que des traces de sodium mais par contre des quantités plus importantes de magnésium et de calcium.

Partie optique. — 1° Un faisceau parallèle est produit par un projecteur dans le brouillard ; on a déterminé en valeur relative l'intensité diffusée par une gouttelette d'eau dans une direction faisant un angle quelconque avec celle du faisceau incident.

2° L'aspect des couronnes qu'on voit en regardant le projecteur est examiné en lumière monochromatique et on trouve que l'emplacement du premier anneau sombre est en accord avec les lois classiques de la diffraction.

3° Les arcs-en-ciel blancs qu'on observe en plaçant la tête dans le faisceau et tournant le dos au projecteur ont des emplacements qui sont en accord avec la théorie d'Airy. Ceux des anticouronnes vues dans les mêmes conditions ne peuvent pas être prévus par les lois classiques de la diffraction à l'infini par des écrans circulaires opaques. On peut les calculer en supposant que tout se passe comme si on était en présence des phénomènes de diffraction qui sont produits par une ouverture circulaire et un point lumineux voisin de celle-ci et situé sur son axe.

4° La région du champ visuel se rapportant à un angle compris entre 140° et 180° avec la direction du faisceau incident et se rapportant aux arcs-en-ciel et anticouronnes est constituée par de la lumière partiellement polarisée ; les arcs-en-ciel et anticouronnes correspondent à une direction du vecteur lumineux perpendiculaire au plan déterminé par la direction de visée et le rayon incident ; la tache centrale et les parties du champ comprises entre les arcs-en-ciel présentent un excès de lumière polarisée vibrant dans ce plan.

INTRODUCTION

L'observatoire du Puy-de-Dôme, situé à 1 465 m. d'altitude se trouve précisément au niveau des nuages bas ; c'est pour cette raison qu'on y compte de 250 à 300 jours de brouillard par an. En outre, placé à 12 km. à vol d'oiseau de la Station de la Plaine, à Clermont-Ferrand et 1 100 m. au-dessus, il est visible de cet endroit d'où on peut facilement observer le nuage dans lequel il se trouve. C'est donc un emplacement exceptionnellement favorable à l'étude des nuages bas et c'est pour cette raison que dès mon arrivée, M. Grenet, directeur de l'observatoire, m'engagea vivement à entreprendre un travail sur les brouillards naturels, travail qui, d'ailleurs, ne peut s'effectuer sans soulever de sérieuses difficultés du fait qu'il faut opérer en plein air et au milieu des intempéries comme on pourra s'en rendre compte par la suite.

Bien qu'elle soit très intéressante, cette question n'a été que fort peu étudiée, peut-être à cause des difficultés qu'elle soulève. Je me suis donc trouvé dans un domaine à peu près inexploré et j'ai cherché à examiner les phénomènes les plus simples et les plus caractéristiques qui, au cours de mes travaux, se sont présentés à moi.

Dans une première partie, je me suis proposé d'étudier les nuages au point de vue météorologique. La première idée qui me vint à l'esprit fut de mesurer les dimensions des gouttelettes qui les constituent et ayant constaté que dans un même nuage elles pouvaient être fort différentes, j'ai cherché entre elles une loi de répartition et j'ai caractérisé chaque essai par leur moyenne. Ensuite, remarquant que

ces dimensions moyennes sont très variables d'un nuage à l'autre, j'ai cherché une relation entre le rayon moyen des gouttelettes et la nature du nuage qu'elles constituent ; au cours de mes travaux, j'ai observé en hiver que le givre qui se dépose n'a pas toujours les mêmes propriétés. C'est ainsi que j'ai été conduit à évaluer le temps de solidification d'une gouttelette d'eau liquide et à faire des analyses chimiques de givre.

Dans une seconde partie, je me suis proposé d'examiner quelques phénomènes optiques simples et caractéristiques des brouillards.

Différentes études théoriques avaient été faites dans ce sens s'appuyant sur des travaux expérimentaux concernant les brouillards artificiels ; par contre, peu de recherches expérimentales avaient été entreprises sur les brouillards naturels. Je me suis donc proposé de vérifier les conséquences de ces théories et de chercher dans quelle mesure elles sont applicables aux brouillards dans lesquels je me trouvais. Dans ce domaine, j'ai utilisé les résultats très intéressants déjà obtenus par A. Monnier, et j'ai fait mes premiers essais avec certains des appareils qu'il avait utilisés et qu'il a mis fort aimablement à ma disposition.

M. le professeur Cotton ainsi que le M. doyen Dubois, ont bien voulu me permettre d'effectuer dans leurs laboratoires les travaux nécessaires à mes recherches ; je leur en exprime ici ma très respectueuse reconnaissance. Je remercie également MM. A. Kastler et P. Leroux à la fois de l'intérêt qu'ils ont bien voulu apporter à toutes mes entreprises et des excellents conseils qu'ils m'ont donnés.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE PREMIER

Mesure des gouttes de brouillard.

Il existe deux méthodes permettant de déterminer les dimensions des particules qui constituent un nuage : la méthode directe, qui consiste à les étudier directement au microscope; la méthode optique basée sur une mesure d'anneaux de diffraction et dont nous parlerons plus loin. J'ai préféré employer la méthode microscopique, très pénible et très lente, car elle oblige à faire un grand nombre de mesures, mais qui a l'avantage de nous renseigner sur la constitution réelle du brouillard et permet d'opérer facilement de jour.

Les recherches de cette nature sont rares. Citons les travaux de Houghton (¹), relatifs aux dimensions et à la répartition des gouttes du brouillard maritime. Cet auteur capte les particules sur une lame de verre recouverte d'huile de paraffine et les photographie au microscope. Tenant compte de l'étalement de la gouttelette sur la surface de l'huile, r étant le rayon mesuré, le rayon réel R est donné par la relation :

$$R = 0,533 \ r$$

Il trouve que les gouttelettes qui constituent un brouillard donné sont loin d'avoir toutes le même diamètre. Traçant les

courbes des fréquences en fonction du rayon, il obtient un maximum très marqué et caractérise le brouillard étudié par le rayon correspondant à cette fréquence maxima. Les courbes ainsi construites ne sont pas symétriques par rapport au maximum; elles sont plus étalées du côté qui correspond aux gouttes de plus grand rayon.

A. Monnier ⁽²⁾ a fait des mesures semblables et c'est avec les appareils qui lui ont servi, et qu'il a bien voulu me confier, que j'ai pu faire mes premiers essais.

Appareillage. — L'appareil microphotographique que j'ai été conduit à employer se compose essentiellement (fig. 1) :

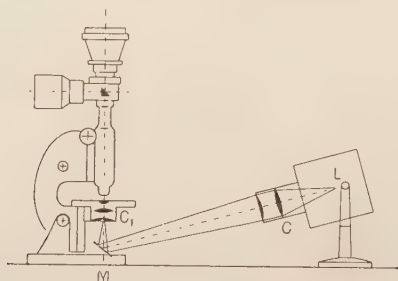


Fig. 1.

d'une lampe à incandescence L à filament ramassé et fortement survoltée, munie d'un condensateur C aplanétique de grande ouverture numérique et à grand rendement lumineux, un miroir M et un condensateur C_1 ;

d'un objectif de grossissement 20, ouverture numérique 0,60 et d'un oculaire de grossissement 13;

d'un appareil photographique constitué par une chambre réflex, dispositif qui permet d'opérer très rapidement la mise au point et la photographie. On peut remplacer le châssis porte-plaque par un châssis Film pack et prendre en peu de temps une douzaine de photographies successives.

Technique. — La mesure directe des gouttelettes à l'état libre dans le nuage est à peu près impossible car il faudrait imaginer un microscope qui, tout en ayant un grossissement suffisant, possède un champ énorme, les particules se trouvant à des distances les unes des autres très grandes par rapport à leurs dimensions (Ce fait se vérifie facilement en observant avec une loupe de grossissement ordinaire et latéralement un faisceau éclairant le brouillard ; les gouttes apparaissent comme des points lumineux très éloignés les uns des autres). En outre, elles sont généralement entraînées par un vent de plusieurs mètres par seconde, ce qui, étant donné leur faible diamètre, exigerait un temps de pose excessivement réduit.

Je les ai donc recueillies sur des plaques de verre munies d'une cavité cylindrique de 2 cm. de diamètre et 0 mm. 5 de profondeur remplies d'huile minérale incongelable très fluide (*) à laquelle on peut ajouter des traces d'un acide gras quelconque ce qui facilite l'émulsion. En exposant ces plaques au brouillard pendant quelques instants, on en recueille suffisamment pour faire une microphotographie.

Les particules pénètrent effectivement dans l'huile, car on peut y suivre leur chute et les voir, au bout d'un certain temps, s'écraser sur le fond de la cavité. Si on a soin de prendre la microphotographie immédiatement après les avoir captées, elles n'ont pas le temps de se séparer suivant leurs différentes dimensions et restent pratiquement dans un même plan. Elles y sont animées de mouvements désordonnés, ce qui oblige à prendre des instantanés assez rapides (du 10^e au 25^e de seconde).

Cette méthode a l'avantage de donner directement les dimensions des particules sans que soit nécessaire une cor-

(*) Densité à 15°, 0,885, congélation — 35°, viscosité à 0°, 202 centestokes. Ces caractéristiques m'ont été fournies par M. le docteur Thomas, directeur du Laboratoire de la Standard Française des pétroles.

rection plus ou moins discutable. En outre, les gouttelettes en suspension dans l'huile ne risquent pas de s'évaporer quand on transporte la plaque chargée dans un local où on peut opérer à l'abri des intempéries.

J'ai pu m'assurer de la façon suivante que le fait de se trouver en suspension dans l'huile ne modifie pas leur forme sphérique : une lame creuse est remplie d'huile jusqu'à déborder puis exposée au brouillard ; on la recouvre ensuite avec une lame couvre-objet de façon à réaliser une cuve fermée. Après avoir examiné les gouttelettes en suspension, dans cette cuve la direction de visée étant verticale il suffit de renverser le tout jusqu'à la rendre horizontale pour se rendre compte que leur forme est la même quel que soit le plan d'observation.

On peut se demander si ce procédé permet de capter toutes les gouttes qui constituent le nuage et si les particules de petites dimensions n'échappent pas à cette investigation. Je me suis assuré qu'il n'en était rien en opérant dans les salles d'inhalation de la Compagnie des Eaux Minérales de la Bourboule, grâce à l'amabilité de son Conseil d'Administration. J'ai photographié des gouttelettes de rayon inférieur à celui qui se présente dans les nuages.

Le microscope a un grossissement propre voisin de 266, la chambre photographique un grandissement voisin de $1/2$ ce qui donne pour l'ensemble un grandissement de 133. Les photographies sont mesurées sur le cliché avec une règle graduée au $1/10^e$ de millimètre (C'est la limite que permet d'apprécier la netteté des clichés). Chaque rayon est déterminé à $1/4$ de division près soit avec une erreur maxima de $0 \mu 2$ près.

Il ne paraît pas avantageux d'avoir un grossissement supérieur ce qui diminuerait le champ de l'appareil, car, on doit chercher à obtenir sur un même cliché le plus grand nombre possible de gouttes afin de réduire le nombre des photographies à prendre et d'opérer très rapidement.

Résultats. — On peut voir sur les microphotographies de la figure *b* et *c* planche I que toutes les gouttelettes qui constituent un nuage sont loin d'avoir les mêmes dimensions. La première idée qui vient à l'esprit consiste à caractériser le brouillard en un point par le rayon moyen des particules correspondantes.

Il est difficile de savoir avec quelle précision cette moyenne est déterminée ; cependant, en opérant sur un certain nombre de clichés contenant chacun une cinquantaine de gouttes et correspondant au même brouillard, j'ai obtenu des écarts de la moyenne rarement supérieurs à $1\ \mu$. Nous admettrons donc que la moyenne est connue à $0\ \mu\ 5$ près. Dans ces conditions, j'ai trouvé au Puy-de-Dôme des brouillards de rayon moyen compris entre les valeurs extrêmes $2\ \mu\ 4$ et $12\ \mu\ 9$.

Il est intéressant, comme l'a fait Houghton (*loc. cit.*, p. 469) pour le brouillard maritime, de chercher si la distribution des gouttelettes ne suit pas une loi bien déterminée suivant le rayon, en traçant les courbes de fréquence en fonction des dimensions et en groupant les gouttelettes de rayon voisin, la valeur moyenne caractérisant chaque groupe ; la fréquence est alors déterminée par le nombre total de gouttelettes entrant dans le groupe correspondant.

J'ai fait un travail analogue pour les nuages, en opérant sur un grand nombre de gouttelettes (400 à 500 environ). Cela revient d'ailleurs à répartir les gouttes de dimensions voisines en groupes dont l'intervalle est égal au double de l'erreur faite sur chaque mesure. J'ai pris pour chaque opération une douzaine de microphotographies successives sur plusieurs plaques huilées placées ensemble au même endroit. Un film pack monté sur l'appareil me permettait de prendre rapidement les 12 photographies.

Le nombre des particules sur lesquelles j'ai opéré, bien que peu élevé, ne peut guère être augmenté. Il serait possible d'exposer au brouillard un plus grand nombre de plaques

huilées et de prendre des microphotographies plus nombreuses, mais alors les opérations ne pourraient plus être considérées comme simultanées; or, il ne faut pas oublier qu'on se trouve dans un nuage emporté par un vent parfois violent et qu'il est indispensable d'agir très vite. Houghton ne se heurtait pas à de semblables difficultés dans les brouillards maritimes qui se forment toujours par un temps calme.

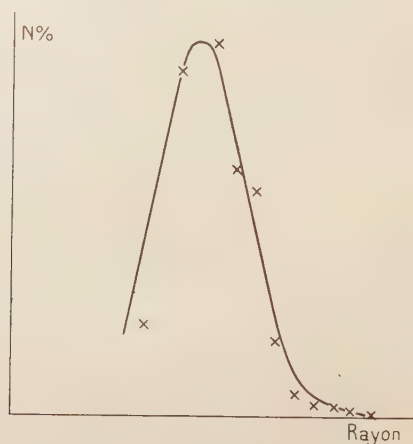


Fig. 2.

Les courbes (voir fig. 2) obtenues en prenant pour abscisses les rayons et comme ordonnées les fréquences sont semblables à celles de Houghton : elles présentent toutes un maximum très marqué et n'ont pas de maxima secondaires laissant supposer qu'il existe des combinaisons entre les gouttes.

Il est remarquable que ces courbes soient les mêmes que pour les brouillards maritimes. Il semblerait que la vitesse du vent soit sans influence sur la constitution des brouillards.

Courbes réelles de distribution. — Soit :

$$n = f(R)$$

l'équation représentant la distribution des gouttes en fonction de leur rayon.

Nous définirons cette fonction de telle sorte que le nombre de gouttes de rayon compris entre R et $R + dR$ soit égal à $f(R)dR$. Ainsi, si ϵ représente l'erreur faite sur chaque mesure, les fréquences de la courbe que nous avons considérée dans le paragraphe précédent sont données par la relation :

$$N' = \int_{R-\epsilon}^{R+\epsilon} f(R) dR \quad (2)$$

autrement dit, les ordonnées de cette courbe sont égales aux aires de la courbe réelle pour le rayon correspondant variant entre $R - \epsilon$ et $R + \epsilon$.

Nous supposons que la fonction $f(R)$ est de la forme, N représentant le nombre total de gouttes.

$$f(R) = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(R-m)^2}{2\sigma^2}} \quad (3)$$

et nous verrons plus loin que cette hypothèse est légitime. Les constantes σ et m sont données par :

$$\sigma = \frac{\int R^2 n dR}{\int n dR} \quad m = \frac{\int R n dR}{\int n dR} \quad (4)$$

et représentent l'une la dispersion, l'autre la moyenne de la distribution (Pour plus de détails, voir Borel. *Traité de Calcul des probabilités*. T. I, fascicule IV).

Posons :

$$\frac{R-m}{\sigma\sqrt{2}} = \lambda \quad (5)$$

nous appellerons $\theta(\lambda)$ la fonction :

$$\theta(\lambda) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\lambda e^{-\lambda^2} d\lambda$$

dont les valeurs ont été calculées numériquement en fonction de λ (voir Borel, *Théorie des probabilités*, p. 54).

Ceci posé,

$$N' = \frac{N}{2} [\theta(\lambda_2) - \theta(\lambda_1)].$$

La moitié de l'aire de la courbe réelle est $\frac{N}{2}$, représentant les résultats expérimentaux pour la distribution considérée. Ceci suppose que la courbe expérimentale représentée par la figure 2 est symétrique par rapport au maximum ce qui n'est pas réalisé car il faudrait que le rayon prenne des valeurs négatives, mais comme le nombre de gouttes correspondant serait très petit, nous pouvons l'admettre.

La somme des fréquences pour la distribution expérimentale considérée, si le rayon est inférieur au rayon moyen sera donc :

$$\Sigma N' = \frac{N}{2} [1 - \theta(\lambda)]$$

et lorsque le rayon est supérieur à la valeur moyenne on aura :

$$\Sigma N' = \frac{N}{2} [1 + \theta(\lambda)]$$

d'où, d'une façon générale :

$$\Sigma N' = \frac{N}{2} [1 \pm \theta(\lambda)]$$

On connaît expérimentalement N et $\Sigma N'$. On en déduit la valeur correspondante de $\theta(\lambda)$ d'où λ en valeurs absolues d'après les tables de données par Borel (³).

La relation 5 permet de calculer, pour deux valeurs de R et λ celles des constantes caractérisant la distribution.

D'après 5, les points λ et R correspondants sont situés sur une droite; pratiquement, ils en sont voisins et leur disposition permet de voir si la distribution supposée est bien celle qui convient. Nous représentons les résultats de six séries de

mesures dans le tableau 1; le graphique 3 représente la disposition par rapport à la droite :

$$\lambda = \frac{R - m}{\sigma \sqrt{2}}$$

des points relatifs à la série de mesures n° 2. Pratiquement, pour éviter les irrégularités dues à un nombre de mesures

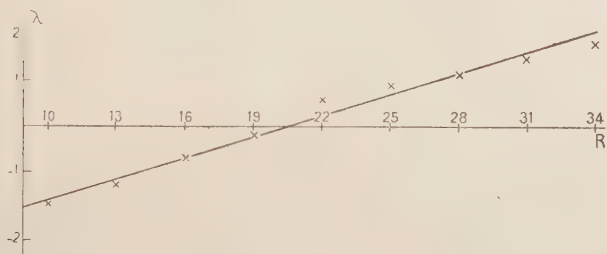


Fig. 3.

trop restreint, on a pris pour intervalle de la distribution 3ϵ au lieu de ϵ , soit 0 μ 6 ce qui donne une courbe expérimentale plus régulière que la fig. 2.

Il est remarquable que la constante soit à peu près indépendante de la valeur moyenne du rayon et garde dans tous les cas une valeur voisine de 1,7.

TABLEAU I

N° de la série	1	2	3	4	5	6
<i>m</i>	9,4	7,7	5,6	9,4	7,1	4,6
<i>2σ</i>	3,2	3,4	3,6	3,1	3,3	3,1

En définitive, la courbe représentant la distribution réelle des rayons de *N* gouttes peut être représentée par l'équation :

$$n = \frac{N}{1,7\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(R-m)^2}{6}}$$

où R et m sont exprimés en μ et où N représente le nombre total des gouttes.

En réalité, si on se reporte aux mesures directes, les gouttes correspondant aux petites dimensions doivent marquer, au moins lorsque le rayon moyen est faible et la courbe n'est asymptotique à l'axe des abscisses que du côté des grands rayons ; ce résultat est à rapprocher de celui qu'avait trouvé Houghton (*loc. cit.*) qui sans déterminer l'équation de la courbe réelle, lui attribuait, pour la partie correspondant aux rayons supérieurs à la moyenne, une forme semblable à la précédente.

Cette répartition des rayons des gouttelettes est à rapprocher de celle des grains de poussière, ainsi que de celle des particules diffusantes de l'atmosphère, calculée théoriquement par Y. Rocard (⁴). D'après Rocard, ces particules, de rayon moyen égal à 600 ou $600 \cdot 10^{-8}$ cm. seraient constitués par de l'eau liquide fixée sur des cristaux de petites dimensions ; on peut supposer que, suivant les circonstances, ces particules grossissent pour devenir des gouttelettes et former des nuages et inversement. Ceci expliquerait l'aspect intermédiaire entre le brouillard proprement dit et le temps dit brumeux que prennent certains nuages en évolution et qu'on observe souvent au Puy-de-Dôme.

CHAPITRE II

Dimensions des gouttes de brouillard en rapport avec la nature des nuages qu'elles constituent.

Des études sur les rapports entre les dimensions des particules qui constituent un nuage et la nature de ce nuage ont été faites par H. Kohler ⁽⁵⁾ qui détermine les rayons des gouttes en mesurant les diamètres angulaires des couronnes observées autour de la lune ou du soleil.

Il déduit des rapports des diamètres des différents anneaux correspondant à la même figure de diffraction que les *cirrus* et les *alto stratus* seraient constitués par des cristaux de glace, alors que même par température égale à -20° C., les *cumulus*, *stratus* et *strato cumulus* sont formés par des gouttelettes d'eau liquide ; ce dernier fait correspond à ce que nous avons constaté.

Il n'est pas douteux que cette méthode ne donne des résultats que si on se limite à des nuages très légers à travers lesquels on peut voir le soleil ou la lune, mais ne s'applique pas à des nuages épais.

En liaison téléphonique avec l'observatoire de Clermont-Ferrand, situé 1 100 m. plus bas et à 12 km. à vol d'oiseau, d'où on voit facilement le Puy-de-Dôme, j'étais renseigné sur la nature du nuage dans lequel je me trouvais et qui pouvait être photographié, grâce à l'obligeance du personnel de la station et, en particulier, de M. Queney.

Les nuages ont été classés d'après les définitions de l'atlas international, bien qu'elles ne soient valables que si on se

place à une certaine distance du sol ; il est d'ailleurs difficile de pouvoir observer un nuage bien déterminé et correspondant nettement à ces définitions, c'est pourquoi nous n'avons effectué nos mesures que sur un petit nombre de cas limités et soigneusement choisis.

Pour déterminer les dimensions des gouttelettes correspondantes, je me suis limité à l'examen d'un ou deux clichés, c'est-à-dire à un nombre restreint de gouttes dont j'ai pris le rayon moyen, et j'ai obtenu les résultats suivants : (voir tableaux 2, 3, 4, 5).

J'ai noté en même temps les températures au sommet et à Clermont ainsi que le gradient de température entre les deux stations, la direction du vent au Puy-de-Dôme, les observations générales concernant le nuage, et, éventuellement, la nature du givre qui s'est formé.

L'examen de ces quatre tableaux nous montre que la nature des nuages étudiés dans ces conditions est liée aux dimensions des gouttelettes d'eau qui les constituent. D'après les rayons décroissants de ces particules, on peut les ranger, en moyenne dans l'ordre suivant :

<i>Nimbo stratus</i>	. rayon moyen . . .	9 μ 8
<i>Strato cumulus</i>	. rayon moyen . . .	7 μ 6
<i>Cumulus</i>	. . . rayon moyen . . .	5 μ 4
<i>Stratus</i>	. . . rayon moyen . . .	4 μ 2

Les nuages qui se présentent le plus souvent au Puy-de-Dôme et sont les plus nettement définis sont les *Strato cumulus*. Cela tient sans doute au relief du pays environnant. Ils amènent parfois de la pluie ou de la bruine sur la station ; les *Nimbo stratus* sont souvent accompagnés de pluie.

Les *Cumulus* sont les plus difficiles à étudier car ils environnent souvent la montagne sans que le brouillard soit proche du sol alors que de l'extérieur elle semble plonger dans les nuages. Ils ne sont pas homogènes et sont animés

TABLEAU II. — *Nimbo stratus*.

Date	Heure	Température au sommet	Température à Clermont	Différence	Vent en mètres par seconde	Rayon en μ	Observations
30 mai 1938	10	6°8	16°4	9°6	W.	10,1	Pluie.
1 ^{er} juill.	10	6°8	13°6	6°8	W.	10,8	id.
1 ^{er} juill.	18	6°0	13°6	7°6	W.	10,8	id.
12 juill.	18	9°8	19°0	9°2	W.	9,8	
13 juill.	8	7°8	15°6	7°8	W.	11,4	
11 août	12	10°0	15°6	5°6	W.	8,3	
23 mai	18	5°5	11°6	5°2	N.W.	10,0	Bruine.
29 nov.	15	— 2°0	4°8	6°8	W.	9,3	Givre transparent
12 févr. 1939	18	— 0°6	9°1	9°7	W.N.W. 25	8,0	id.
19 févr.	15	— 3°2	7°2	10°4	W S.W.	8,2	id.
20 févr.	10	— 2°3	6°7	9°0	W.S.W.	10,6	id.
Maximum							11 μ 4
Minimum							8 μ 0
Moyenne							9 μ 8

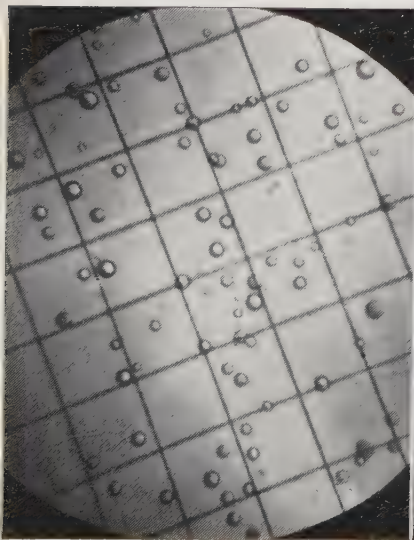
TABLEAU V. — *Strato camulus*.

Date	Heure	Température au sommet	Température à Clermont	Différence	Vent en mètres par seconde	Rayon en μ	Observations
17 mai 1938	10	2°2	11°3	9°1	W.	9,4	Bruine. Intermédiaire avec Nl. Strat.
19 mai	11	2°0	9°0	7°0	W.N.W.	9,9	Bruine.
23 mai	18	5°4	11°6	6°2	N.W.	7,5	Pluie.
27 mai	18	0°8	11°3	10°5	S.W.	9,5	Pluie. On est à la base du nuage.
29 mai	10	4°4	15°8	11°4	W.	7,5	
2 juin	10	2°6	13°2	10°6	W.S.W.	7,2	
29 juin	10	10°8	22°2	11°4	W.	8,2	
3 juill.	12	6°0	17°3	11°3	W.	6,1	
12 juill.	7	6°8	16°0	9°2	W.	8,1	
13 juill.	10	10°2	20°0	9°8	W.	8,2	
20 janv. 1939	10	0°8	9°3	10°1	W.	7,8	Strato Cu. développé en hauteur.
21 janv.	10	— 2°3	8°3	10°6	W.	7,4	Pluie. Nuage très bourgeonnant.
22 janv.	10	— 0°2	8°7	8°9	W.	7,6	Bruine. Perles de glace.
17 févr.	11	— 3°6	5°3	8°9	W.	7,2	Givre avec glace très dure.
17 févr.	16	— 3°4	7°3	10°7	W.	6,6	Brindilles de neige. Givre avec glace très dure.
23 févr.	15	— 3°5	8°5	12°0	N.W.	7,3	Nuage bourgeonnant, givre âme transparente, très dur
1 ^{er} mars	10	— 3°6	7°3	10°9	N.	6,1	Nuage très épais, peu de givre.
12 mars	10	— 5°0	2°9	7°9	N.N.E.	8,6	Vent très variable, peu de givre.
7 avril	18	2°2	8°7	6°5	E.	7,5	Pluie
26 avril	15	— 0°9	8°6	9°5	W.	7,7	Plafond Stratus et Strato Cu.
27 avril	18	— 2°2	5°3	7°5	N.N.E.	7,4	Plafond Stratus et Strato Cu. Givre très friable.
12 janv. 1940	10	— 3°3	6°1	9°4	S.S.W.	6,8	Givre opaque, âme glacée solide.
12 janv.	16	— 2°2	6°4	8°6	W.	6,9	id.
13 janv.	12	— 2°1	7°7	9°8	W.	7,5	Givre opaque.
Maximum : 12°0		9 μ 9	Minimum : 6°2		6 μ 1	Moyenne : 9°4 7 μ 6	

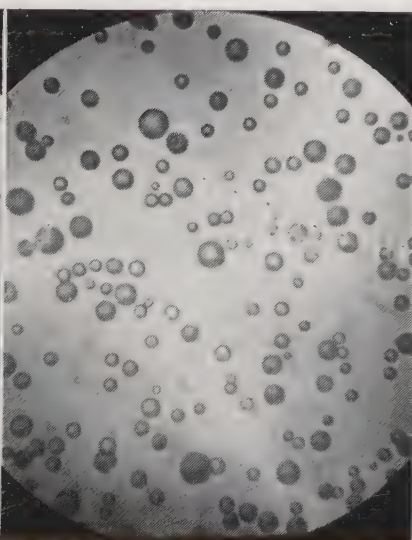


a. Strato-cumulus.

Cliché Queney



b. Gouttes correspondant
au strato-cumulus.



c. Brouillard humide.

de mouvements de convection ; ils se manifestent souvent par temps orageux et se présentent plutôt comme des brouillards instables.

J'ai pu effectuer des mesures sur des nuages de type intermédiaire :

Stratus se transformant en *Strato Cumulus* :

13 juin 1938 : 10 heures, $t = 1,2$, $N = 6$, $5 \mu 0$.

24 juillet 1938 : 18 heures, $t = 10,8$, $W = 10$, $6 \mu 5$.

Cumulus se transformant en *Strato Cumulus* :

14 août 1938 : 10 heures, $t = 7,2$, $W = 4$, $7 \mu 6$.

13 août 1938 : 18 heures, $t = 8,6$, $W = 12$, $7 \mu 0$.

Les brouillards naissants ou disparaissants sont constitués par des gouttes plus fines que celles qui se trouvent au centre du nuage lorsqu'il est stable. Bien que cette évolution soit très fugitive et qu'il soit très difficile de prévoir à quel moment le brouillard se forme ou disparaît, j'ai pu faire les mesures suivantes :

3 juillet 1938 : Br. naissant : 10 h. 30, $t = 5,3$, $W = 12$, $4 \mu 3$; Centre : 12 heures, $t = 6,0$, $W = 12$, $6 \mu 1$; Br. disparaissant : 12 h. 30, $t = 6,0$, $W = 12$, $4 \mu 7$.

Il est à noter que ces derniers résultats sont semblables à ceux qu'avaient obtenus A. Monnier ⁽⁶⁾ pour les brouillards naturels de plaine.

Influence du vent et de la température. — Au Puy-de-Dôme, le brouillard se produit surtout quand le vent souffle des secteurs Ouest et Nord ; plus rarement par vents d'Est, exceptionnellement par vents du Sud.

Le vent d'Ouest donne des gouttes dont le rayon moyen peut avoir toutes les dimensions possibles mais correspond surtout, à des températures supérieures à zéro, à des brouil-

(6) A. MONNIER. *Thèses*. Université de Caen, (1936), 107.

lards à grosses gouttes ; par vent d'Est, on n'observe que des particules de petites dimensions.

J'ai observé des brouillards à des températures comprises entre -19° et 16° C. Au-dessous de zéro les particules sont toujours liquides comme on peut s'en rendre compte quand on étudie la formation du givre. Au-dessus de zéro, leurs dimensions ne paraissent pas dépendre de la température ; au-dessous de zéro par contre, on n'observe que rarement des brouillards à particules de grand rayon, et dans ce cas, la température n'est pas descendue au-dessous de $-3^{\circ}2$; enfin au-dessous de -10° elles sont généralement inférieures à $5\ \mu$.

Nuages secs et humides. — Certains brouillards sont secs ; ils sont accompagnés de peu ou pas de traces d'humidité ; dans d'autres cas, au contraire, les objets sont mouillés comme par temps de pluie.

J'ai cherché à préciser ces notions, en me plaçant uniquement dans le cas où la température est supérieure à zéro. J'ai utilisé pour cela un appareillage que m'a confié M. le Professeur Cotton, que je prie de croire à ma très respectueuse reconnaissance : un disque de papier filtre recouvert d'une couche de dibromofluorescéine, substance qui change nettement de couleur quand elle est humide, est fixé sur un support et exposé au brouillard qui pénètre dans un abri largement ouvert afin d'éliminer l'action de la pluie et du vent : lorsque le brouillard est humide, la feuille se recouvre de petites taches ; elle reste inaltérée dans le cas contraire.

Chaque essai étant accompagné d'une mesure des gouttelettes correspondantes, j'ai trouvé qu'en général les brouillards caractérisés par des particules dont le rayon est inférieur à $8\ \mu$ sont humides et que les autres sont secs.

Ceci laisserait supposer que les brouillards dont le rayon moyen est supérieur à $8\ \mu$ sont accompagnés de particules de

dimensions beaucoup plus importantes que les autres et qui viennent se déposer sur les objets.

Au cours de ces mesures, j'ai observé que le givre formé lorsqu'on se trouve dans un nuage sec a un aspect tout différent de celui qui se dépose dans un nuage humide. Alors que dans le premier cas il se présente sous forme d'aiguilles opaques et souvent fragiles, dans le second on se trouve en présence d'aiguilles de glace transparente.

On peut alors se demander si le mécanisme de sa formation est toujours le même et si des phénomènes différents apparaissent suivant qu'on se trouve en présence de grosses ou de petites gouttes de brouillard.

Je me propose d'examiner cette question dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

Etude sur le givre.

Les travaux qui se rapportent à cette question sont rares. D'une façon générale, on admet que le givrage est dû à la cessation brusque de la surfusion des gouttes d'eau de certains nuages à température inférieure à zéro quand elles entrent en contact avec les obstacles solides.

Au point de vue expérimental, nous citerons les études suivantes :

Barbet ⁽⁶⁾ utilise deux thermomètres, l'un d'eux étant exposé directement au vent tandis que l'autre est à l'abri et constate que la température θ indiquée par le thermomètre abrité est inférieure à la température t qu'on lit sur l'autre thermomètre ; cet écart de température diminue peu à peu quand le réservoir du thermomètre non abrité se recouvre de glace et il en déduit que la chaleur dégagée par la solidification des gouttes d'eau est la cause de cette différence de température. Il trouve une relation entre la valeur de $\Delta\theta = \theta - t$ et l'aspect du givre formé.

1° Givre transparent, homogène de densité égale à celle de la glace, relativement peu adhérent et mou par son mélange avec de l'eau liquide si la température de l'air est voisine de zéro qui devient rapidement très adhérent et très dur à mesure que la température s'abaisse.

2° Givre opaque à âme transparente plus ou moins épaisse, dur compact contenant des particules d'air occluses dans sa masse, de densité plus faible que celle de la glace ; il a l'aspect de plumes d'oiseau de couleur blanche terne.

3° Givre opaque, brillant dur compact, friable si la température est très basse, de densité inférieure à celle de la glace ; se présente sous forme de plumes d'oiseau d'un blanc éclatant sans âme transparente.

H. Kohler ⁽⁸⁾ dose l'élément chlore contenu dans le givre recueilli à l'Observatoire du Hadde en Norvège et trouve le plus souvent une concentration voisine de 3 mg. 5 par litre d'eau, le minimum observé étant 0 mg. 067, le maximum 56 mg. 33. Contrairement aux affirmations de Bigg ⁽⁹⁾ et Mac Neal ⁽¹⁰⁾ il en déduit que la présence du sel contenu dans les gouttes ne doit pas modifier de façon appréciable leur point de congélation.

Au point de vue théorique, Bleecker ⁽¹¹⁾ étudie les phénomènes qui accompagnent l'arrivée d'une gouttelette surfondue sur un obstacle. Une partie de la gouttelette se solidifie immédiatement et oblige la température de la mixture eau glace à s'élever à 0°. Il met alors en évidence le fait que la pression de vapeur du mélange est très supérieure à celle de la vapeur environnante même s'il y a saturation et en conclut que le plus important facteur de refroidissement, en tenant compte de la forte ventilation qui se produit est dû à une certaine quantité d'eau évaporée dont il calcule la valeur en appliquant la formule de Trabert

$$V = C \left(1 + \frac{t}{273} \right) W^{\frac{1}{2}} (E - e) \frac{760}{B}$$

où :

V = quantité d'eau évaporée en une journée (3600 × 24 secondes) en millimètres d'épaisseur par unité de surface.

W = Vitesse du vent en mètres par seconde.

C = Constante = 0,58.

E = Tension de la vapeur de la surface évaporante en millimètres de mercure.

e == Tension de la vapeur d'eau environnante en millimètres de mercure.

B == Pression barométrique en millimètres de mercure.

Il admet que sur l'obstacle la goutte reste sphérique et que la moitié de sa surface intervient dans l'évaporation ; il en déduit que le temps mis par une goutte à se solidifier, toutes choses égales d'ailleurs, est proportionnel à son rayon.

I. — Formation du givre.

Aspect et constitution du givre. — Les observations que j'ai pu faire au Puy-de-Dôme pendant les hivers 1937-1938 et 1938-1939 m'ont conduit à considérer deux types bien différents de givre, qui correspondent aux cas 1^o et 3^o observés par Barbet (*loc. cit.*). Suivant les conditions, tous les aspects intermédiaires peuvent se présenter.

J'ai examiné au microscope des fragments de ces deux types extrêmes avec un appareil muni d'un objectif de faible grossissement mais ayant une profondeur de champ considérable car il ne s'agit plus d'objets plans mais de fragments de givre ayant une épaisseur notable avec des parties en relief. L'objectif a un grandissement égal à 4, distance frontale de mise au point 30 mm. environ, l'oculaire un grossissement 20. L'ensemble a un grossissement 40, soit 20 sur les microphotographies.

Dans le premier cas, l'échantillon présente des stries et des irrégularités mais il est dans l'ensemble homogène. Dans le second cas au contraire, il est constitué par de petits cristaux ou glaçons soudés les uns aux autres et enchevêtrés de 20 μ à 30 μ d'épaisseur (voir fig. *a* et *b*, planche 2).

Formation du givre sur une plaque de rhodoïd. — Je me suis proposé d'étudier au microscope la formation du givre qui

se dépose sur une plaque normale à la direction du vent et examinée par transparence.

Le plan de la plaque est vertical, la direction de visée du microscope est horizontale ; l'éclairage direct, sans interposition d'un système optique mettant la plaque à l'abri du vent, est suffisant (fig. 4).

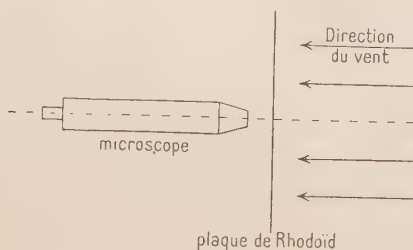


Fig. 4.

Avant d'effectuer les observations, j'ai eu soin de placer l'appareil dehors pour qu'il prenne la température extérieure. C'est d'ailleurs pour cette raison que j'ai pris le rhodoïd de préférence au verre car, outre qu'il ne présente pas d'effets de surface, il prend facilement la température environnante.

La plaque transparente primitivement à l'abri du vent étant découverte, on la voit se recouvrir de gouttelettes d'eau liquide qui viennent s'y écraser puis se solidifient. La congélation commence par les bords de la goutte et je n'ai pas constaté la présence de cristaux de glace à l'intérieur de celles-ci au moment de leur arrivée ; l'étendue des gouttes étalées reste constante pendant toute la congélation.

Dans un même brouillard, les gouttes les plus petites se solidifient plus rapidement que les grosses ; j'ai pu déterminer le temps que met une particule à se solidifier et, en répétant cette opération, j'ai caractérisé chaque essai par la moyenne de ces résultats.

Il faut changer la plaque ou la dégivrer lorsqu'elle est recouverte de givre. La vitesse du vent est mesurée à l'endroit même avec un anémomètre portatif; la température au point considéré est lue sur un thermomètre abrité; enfin le brouillard est caractérisé par le rayon moyen de ses gouttelettes mesuré au microscope.

Il est à noter que ces opérations sont successives et non simultanées ce qui diminue la précision de leur ensemble qui dure au moins 10 minutes. En outre, il est difficile d'apprécier à moins d'une seconde près le moment où la solidification d'une goutte est terminée.

Quoi qu'il en soit, j'ai obtenu les résultats suivants, consignés sur le tableau 6.

TABLEAU VI

N° de la série	1	2	3	4	5
Rayon moyen en μ .	5,9	5,9	6,6	7,0	7,0
Temps de solidification en secondes	9	12	13	13	14
Température en degrés C.	- 5°7	- 6°6	- 3°4	- 6°0	- 3°4
Vitesse du vent en m/sec	5	10	7	6	10
N° de la Série	6	7	8	9	10
Rayon moyen en μ .	8,2	8,0	6,1	10,5	8,6
Temps de solidification en secondes .	18	14	10	20	14
Température en degrés C.	- 1°0	- 3°2	- 3°6	- 2°3	- 5°0
Vitesse du vent en m/sec	15	10	8	15	5

Comparons ces résultats avec ceux qu'on obtient en appliquant les conceptions théoriques de Bleecker et représentons dans le tableau 7 le temps de solidification calculé dans les

conditions correspondant au tableau précédent. Nous obtenons :

TABLEAU VII

N° de la série	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Temps mesuré	12	9	13	13	14	18	14	20	10	14
Temps calculé	18	12	31	20	27	80	32	44	24	33

Ces quantités, bien que du même ordre de grandeur que celles que nous avons mesurées, leur sont notablement différentes pour diverses raisons que nous allons tenter d'expliquer.

1° Nous avons supposé dans notre calcul que l'humidité relative dans le nuage est égale à l'unité ce qui n'est pas exact. Pour nous rendre compte de l'influence de ce facteur, calculons sur un exemple la valeur qu'elle devrait avoir pour que les temps de solidification ainsi déterminés soient égaux à ceux que nous avons mesurés. En désignant par x l'humidité relative que nous cherchons, la tension de la vapeur d'eau autour de la goutte n'est plus e mais xe , de sorte que la formule (2) devient :

$$V = 0,58 \left(1 + \frac{t}{273} \right) W^{\frac{1}{2}} (E - xe) \frac{760}{640} \frac{1}{24 \times 3600}.$$

Considérons le cas n° 5 $R = 7 \mu$, $\theta = -3^{\circ}4$, $W = 10$ m. par seconde. La résolution de cette équation nous donne $x = 0,80$. Il paraît peu vraisemblable que dans les nuages l'humidité relative puisse atteindre de telles valeurs, cependant, il est à noter que E. Brazier et L. Perdereau ⁽¹²⁾ signalent au Parc Saint-Maur des cas où elle peut atteindre 0,78. Il n'est pas douteux que les brouillards urbains qu'ils ont observés soient de natures différentes de ceux qui constituent les nuages, mais il paraît possible, en partie du

moins, d'expliquer par le fait que l'atmosphère environnant les nuages n'est pas saturée, les différences entre les résultats de nos mesures et ceux que nous avons calculés.

2° Nous avons admis que la goutte reste sphérique sur l'obstacle et que la moitié de sa surface intervient dans l'évaporation, or il n'est pas douteux que la surface intervenant est supérieure à celle de la demi-sphère de rayon R que nous avons envisagée, ce qui diminue certainement le temps de solidification calculé.

3° Enfin nous avons négligé les échanges par conductivité. Cependant il paraît indiscutable que les quantités de chaleur mises en jeu dans ce cas ne sont pas importantes par rapport à celles que fait intervenir l'évaporation et, qu'étant donnée la méthode d'investigation dont nous disposons, le mécanisme de formation du givre que nous avons admis est satisfaisant.

Remarque. — Quand les dimensions sont petites ($4\ \mu$ à $6\ \mu$ de rayon), et le vent faible, il est facile d'observer une goutte isolée jusqu'à sa solidification complète. Cet examen devient de plus en plus difficile à mesure que le rayon augmente (ce qui augmente le temps de solidification), et que le nombre des gouttes qui arrivent par secondes sur la plaque est plus élevé (ce qui correspond à un vent fort et à un brouillard épais).

Dans certains cas, il est impossible d'observer la congélation d'une goutte car la plaque se recouvre rapidement d'une pellicule liquide plus ou moins homogène et le tout se solidifie en bloc; cette pellicule peut être continue ou formée de plages correspondant à un ensemble de gouttes. Quoiqu'il en soit, j'ai observé les temps de solidification suivants pour cet ensemble :

TABLEAU VIII

Rayon	7,2	6,6	7,3	10,8	8,2
Temps de solidifica- tion	30	30	30	40	35
Température en de- grés C.	— 3°6	— 3°4	— 3°5	— 2°0	— 3°2
Vitesse du vent en m/sec	10	7	12	12	8

Sans faire de mesures précises car il est très difficile de se maintenir immobile dans ces conditions, j'ai pu constater que ce temps de congélation augmente quand le vent devient violent. Ceci s'explique facilement par le fait que si cet intervalle de temps est inversement proportionnel à la racine carrée de la vitesse du vent effectuant la ventilation, le flux de gouttes, c'est-à-dire le nombre de gouttes arrivant par seconde sur la plaque, est proportionnel à la vitesse du vent et que la congélation de la mixture eau-glace constituant la pellicule est retardée par l'arrivée de gouttes liquides.

On peut interpréter les différents aspects que prend le givre suivant les conditions qui accompagnent sa formation :

1° Quand le rayon des gouttes est faible ($3\ \mu$ à $6\ \mu$), le vent modéré et la température basse, elles se solidifient individuellement : le givre est alors fragile, opaque, contient de l'air occlus, sa densité est faible.

2° Quand les gouttes sont grosses ($8\ \mu$ à $10\ \mu$) et le vent violent, il n'y a plus de solidification individuelle de chacune : le givre est alors homogène, dur et transparent, sa densité est égale à celle de la glace.

Entre ces deux aspects, le givre prend, suivant les circonstances, tous les aspects intermédiaires.

Ces considérations permettent aussi d'expliquer la formation de l'âme glacée plus ou moins importante qui se trouve dans les aiguilles de givre. Les gouttes liquides qui pénètrent entre les parties solides se solidifient d'autant moins vite qu'elles sont moins ventilées, elles s'y amassent peu à peu et

se prennent en bloc à l'intérieur, elles ont tendance à pénétrer aussi profondément que possible, poussées par le vent qui pénètre dans la masse. Ce sont elles qui donnent naissance à la partie glacée qui se trouve contre l'obstacle.

On comprend pourquoi la température du thermomètre sur lequel se forme le givre transparent reste longtemps égale à zéro, c'est que la mixture constituée par la pellicule continue que nous avons signalée est longue à se solidifier. Au contraire, cette température s'abaisse rapidement lorsque le temps de solidification est court et qu'il se forme du givre opaque.

Si on se reporte aux tableaux II, III, IV, V du chapitre précédent, on voit que ces différents types de givre se forment dans des nuages bien définis :

1° Les *Nimbo stratus* donnent de la glace.

2° Les *Strato Cumulus* donnent généralement du givre opaque très pur dont l'âme glacée est plus ou moins importante.

3° Les *Stratus* et *Cumulus* ⁽¹³⁾ donnent du givre opaque sans ou avec petite âme glacée friable et léger.

II. — Recherche des corps dissous dans le brouillard qui s'est déposé sous forme de givre.

Reprenant les travaux faits par Kohler, *loc. cit.*, en Norvège, j'ai voulu me rendre compte si au Puy-de-Dôme, situé à 300 km. de la mer, on pouvait déceler la présence de l'élément chlore dans l'eau provenant de la fusion du givre; d'autre part, on admet généralement que les particules diffusantes de l'atmosphère seraient constituées par des cristaux de chlorure de sodium qui fixeraient de l'eau et deviendraient, quand la tension de vapeur de l'atmosphère est suffisante, des gouttes de brouillard; dans ce cas, l'élément sodium doit se retrouver dans les mêmes solutions.

Pour avoir un dépôt de givre assez important et qui se détache facilement du support sur lequel il s'est formé correspondant à un litre au moins de solution, il faut attendre plusieurs heures, quelquefois même la nuit de sorte qu'au cours de sa formation, le brouillard a eu le temps de changer un grand nombre de fois. Dans ces conditions, il ne me semble pas possible de chercher une relation entre les dimensions des gouttes et les concentrations déterminées mais seulement d'apprécier une concentration moyenne ce qui limite la précision demandée à ces analyses.

L'examen des situations météorologiques qui se trouvent dans les bulletins quotidiens de l'O. N. M. m'a permis dans la mesure du possible, de déterminer l'origine des courants donnant naissance aux nuages dans lesquels je me trouvais. La direction du vent a été déduite de l'examen de la carte d'isobares dans la période correspondante à la formation du givre étudié. Il est à noter que ces indications ne sont pas toujours celles qu'on peut déterminer au sommet du Puy-de-Dôme à cause des phénomènes de turbulence et qui sont dus au relief de cette région montagneuse. En outre, j'ai consigné ici les résultats des sondages quotidiens effectués par l'O. N. M. dans ses différentes stations pendant la période considérée; ces observations ne coïncident pas toujours avec les résultats déduits de l'examen des isobares.

Mme Blanquet, directrice du laboratoire d'hydrologie de Clermont-Ferrand a eu la très grande amabilité de bien vouloir faire ces analyses en employant les méthodes suivantes :

1° Extraits; dans une capsule de platine tarée a été évaporé au bain-marie 1 litre de l'échantillon à étudier. L'extrait desséché a été passé à l'étuve à 180°; ce poids d'extrait représente la teneur en sel stable à 180° ou la minéralisation totale du brouillard.

2° La recherche de l'ammoniaque a été faite par le procédé Wanklin Chapsmann, par distillation de 1 litre de brouil-

lard additionné de magnésie calcinée. On reçoit 100 cm³ de distillat et le dosage dans ce volume est fait colorimétriquement avec le réactif de Nestler par comparaison avec un étalon d'ammoniaque traité dans les mêmes conditions.

3° Le dosage des nitrates a été fait par la méthode de Grandval et Lajoux par évaporation de 100 cm³ de la solution. On additionne le réactif sulfo phéniqué qui transforme les nitrates en acide picrique et on ajoute de l'ammoniaque. Le picrate d'ammonium formé a une couleur jaune qu'on compare calorimétriquement à un étalon traité dans les mêmes conditions.

4° Pour doser le chlore on a employé la méthode Charpentier Vollart. On a concentré le brouillard au 1/10 et on a traité avec le sulfocyanate d'ammonium en milieu nitrique, l'indicateur coloré étant l'alun de fer. On a employé des solutions N/100.

5° La recherche des nitrites a été faite par la méthode de Gries (acide sulfanilique et naphtylamine) sensible au 1/100 de milligramme par litre.

Les résultats de ces analyses sont représentés par le tableau IX.

En dehors de ces dosages chimiques se rapportant au chlore, nitrates, ammoniaque, on a procédé à l'analyse spectrographique qualitative du résidu sec dont les résultats essentiels sont les suivants :

Silicium,

Calcium,

Magnésium,

Traces de sodium.

Il est remarquable que le fer, métal pourtant très répandu dans la nature en soit totalement absent ; les composants autres que ceux qui sont mentionnés n'ont pas été dosés à cause de l'insuffisance des quantités de givre recueilli.

Le chlore a été dosé à 0 mg. 27 près. NO³ à 0 mg. 1 près,

NH³ à 0 mg. 1 près par litre ; ces résultats sont exposés en milligrammes par litre.

TABLEAU IX

Dates	Origine de l'air d'après les courbes d'isobares	Direction du vent d'après sondages	Extrait	cl	NO ³	NO ²	NH ³
21 déc. 38	N. et N.E.		36	0,2	1,4	0	0,1
12 janv. 39	W. et S.W. maritime	W.	61	0,5	0,4	0	0,1
13 janv. 39	W. et S.W. chaud	W. et S.W.	11	0,2	0,4	0	0,2
23 janv. 39	W. et N.W. polaire-maritime	W.	28	0,6	1,1	0	0,1
27 janv. 39	N. à N.E. continental	N. à N.W.	24	0,3	1,4	0	0,3
14 fév. 39	N. polaire maritime	N. à N.E.	22	0,3	1,1	0	
19 fév. 39	W. et N.	N. à N.W.	35	1,0	1,1	0	0,5
20 fév. 39	N.W. maritime chaud	N. à N.W.	34	0,6	1,1	0	0,2
21 fév. 39	Indéterminé	N. dominant	79	0,3	2,4	0	0,3
27 fév. 39	W. maritime-chaud	W. à N.W.	52	0,2	1,7	0	0,2
11 mars 39	S.W.	N.	49	10,6	7,4	0	0,2
23 mars 39	N.W. maritime	W. et N.W.	41	7,0	1,6	0	0,2
24 mars 39	N.W. maritime	Indéterminé	42	7,1	1,3	0	0,3
25 mars 39	N. au N.E. continental	N. N.E. faible	20	7,0	3,6	0	0,0
26 mars 39	N.E. continental	N. à N.E.	590	56,8	16,6	0	0,5
28 mars 39	N.W.	N.W.	58		3,6	0	0,2
24 avril 39	W. maritime	W.	22	3,5	1,0	0	0,0
25 avril 39	W. et S.W.	W. et S.W.		17,5	0,6	0	0,1
26 avril 39	N. arctique.	N. à N.E. faible	40	0	1,0	0	0,3
27 avril 39	N.	N. faible N.E.	31	1,7	1,7	0	0,2
29 avril 39	N.E. continental		29	0	1,4	0	0,4

Remarques. — 1° L'examen du tableau précédent montre que la teneur en chlore des solutions étudiées est très variable et qu'elle est comprise entre 0 mg. 2 par litre d'eau de

fusion et 56 mg. 8. Ces résultats sont à rapprocher de ceux qu'avait trouvés Kohler (Concentration en chlore comprise entre 0 mg. 0647 et 57 mg. 2 par litre).

2° Il est remarquable que ces concentrations paraissent à peu près indépendantes de l'origine de l'air correspondant.

3° Le sodium paraît à peu près inexistant dans le brouillard. Les particules diffusantes de l'atmosphère ne sont donc pas constituées par des cristaux de chlorure de sodium comme on l'admet généralement mais plutôt par des chlorures de magnésium ou de calcium. Il est d'ailleurs logique d'admettre que la vapeur d'eau atmosphérique est fixée par ces derniers sels, particulièrement hygroscopiques plutôt que par le chlorure de sodium qui ne l'est que très faiblement.

4° Il est intéressant de rapprocher ces résultats de ceux qui correspondent aux analyses des eaux de pluie.

Les plus remarquables travaux concernant la recherche de l'ammoniaque ont été faits par Boussingault ⁽¹⁵⁾ : sur des eaux recueillies en Alsace, il a trouvé, du 26 mai au 8 novembre 1853, une moyenne de 0 mg. 5 par litre d'eau, résultats un peu supérieurs à ceux qui ont été obtenus sur le givre (0 mg. 2 par litre). Pendant les mois de juillet à novembre 1856 et 1857, il a trouvé 0 mg. 4 d'azote nitrique (soit 2 mg. de NO^3), alors que nous en avons décelé 2 mg. 5 par litre. La pluie ne serait donc pas moins chargée en ammoniaque que le brouillard comme le prétend Boussingault.

Leur teneur moyenne en chlore (évalué en NaCl) varierait entre 29 mg. par litre (soit 17,6 de Cl) aux environs de Toulouse ⁽¹⁶⁾ et 33 mg. (soit 20 mg. de Cl) à Alger ⁽¹⁷⁾. Ces chiffres correspondent à ceux que j'ai trouvés, mais le voisinage de la mer paraît avoir une influence sur eux alors que d'après mes observations l'origine de l'air pendant la période de givrage ne paraît pas liée à la teneur en chlore du brouillard.

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE IV

Diffusion et diffraction de la lumière par le brouillard. Etudes théoriques.

Théories générales. — Mie (¹⁸) dans un travail théorique, cherche par le calcul l'explication de tous les phénomènes optiques (diffusion, polarisation, diffraction) qui se produisent dans les milieux troubles. Partant des équations de la théorie électromagnétique, il étudie l'action d'une petite sphère transparente ou non sur l'onde incidente; il en déduit que la lumière diffusée se compose d'un nombre limité d'ondes partielles et que ce nombre augmente en même temps que les dimensions des particules. Si le diamètre de celles-ci est petit, il suffit de considérer la première car les autres sont négligeables devant elle, mais quand il augmente il faut tenir compte de la seconde puis de la troisième onde partielle.

Ces résultats absolument généraux sont valables, en particulier, pour des gouttes d'eau, mais, à mesure que les dimensions de celles-ci augmentent, ils deviennent de plus en plus compliqués et dans ce cas n'ont pu être poussés au delà de valeurs du rayon R telles que $\frac{2\pi R}{\lambda} = 3$, (λ représentant la longueur d'onde). Les résultats de Mie ne sont donc

pas directement applicables aux brouillards naturels dont les particules ont un rayon moyen très supérieur.

Mie conclut également de son étude que si les gouttes incolores qui constituent le milieu considéré ont un diamètre suffisant la lumière diffusée par ces sphères diélectriques est blanche. D'après lui, la lumière d'un faisceau traversant un milieu trouble, et diffusée latéralement, est partiellement ou totalement polarisée rectilignement.

D'après Rayleigh ⁽¹⁹⁾, en supposant que le milieu ne soit pas absorbant, et que la lumière diffusée par une particule n'en rencontre pas d'autres, le flux diffusé total est proportionnel au flux diffusé par une particule au nombre total des particules.

Partant des équations établies par Rayleigh ⁽²⁰⁾, S. Ray ⁽²¹⁾ a fait le calcul complet de l'intensité diffusée et diffractée dans une direction faisant un angle quelconque θ avec les rayons incidents pour des dimensions allant jusqu'à $\frac{2\pi R}{\lambda} = 12$, calculs numériques excessivement compliqués.

Dans les directions voisines de la vibration transmise, le caractère oscillatoire de l'intensité diffusée est plus marqué, montrant des maxima et des minima très nets; ce sont les couronnes. D'accord avec la théorie classique, les positions de ces maxima sont données par $\sin \theta = \frac{m}{\pi} \frac{\lambda}{R}$.

Si l'angle θ de la direction considérée avec les rayons incidents croît, l'intensité diffusée décroît rapidement et est à peu près nulle pour $\theta = 90^\circ$ croît à nouveau jusqu'à 136° , région correspondant au 1^{er} arc-en-ciel. Ensuite l'intensité oscille montrant l'existence des surnuméraires. Pour $\frac{2\pi R}{\lambda} = 12$ la position du 1^{er} maximum se trouve à 8 ou 9° de celle que donne la théorie classique d'Airy.

Les courbes montrent que la lumière est partiellement polarisée pour des valeurs de θ comprises entre 180° et 136° (ceci correspond à la région des arcs-en-ciel et des anticou-

ronnes) et qu'au voisinage de 180° , la vibration parallèle au plan d'incidence est prépondérante.

Reprenant les calculs de Mie et de Lord Raydelgh, Blumer⁽²²⁾ a déterminé l'intensité de la lumière diffusée par une particule dans une direction quelconque en effectuant des calculs extrêmement longs et complexes; il se borne, vers les grandes dimensions des sphères diffusantes à des diamètres égaux au plus à quatre fois la longueur d'onde et aucun calcul n'a été effectué pour les dimensions supérieures étant donnée la complexité des formules⁽¹⁾.

Diffusion de la lumière par réflexion et réfraction. — Considérons une goutte sphérique de centre O. Soit XOX la direction du faisceau parallèle incident passant par le centre, SI

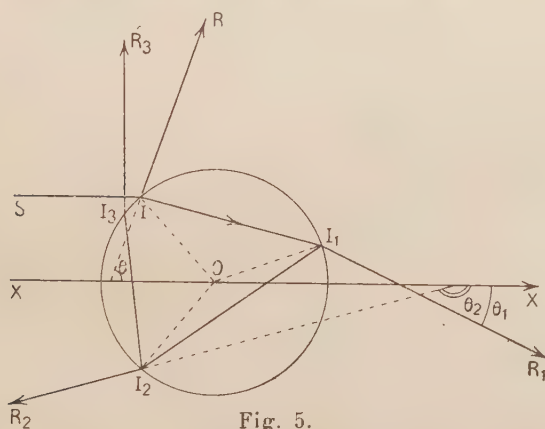


Fig. 5.

un rayon lumineux situé dans le plan de la figure et venant frapper la goutte en I. Une partie est réfléchiée sur la surface extérieure suivant IR, et subissant une déviation θ ; le reste transmis se réfracte et vient frapper la surface intérieure

(1) Depuis la rédaction de ce travail, Paraujepe, Naik et Vaïdya (*Proc. Ind. Acad., A.*, 1939, p. 333 et suivantes), à partir des éq. de Mie, ont réussi à étendre les calculs jusqu'à $\frac{2\pi R}{\lambda} = 30$.

en I_1 pour émerger suivant $I_1 R_1$ avec une déviation θ_1 , ou se réfléchir une seconde fois suivant $I_1 I_2$, etc.

Ch. Wiener ⁽²³⁾ a calculé l'intensité de la lumière réfléchie et réfractée par une gouttelette d'eau sphérique dans une direction quelconque ayant subi jusqu'à trois réflexions successives (voir fig. 5). Dans la partie angulaire comprise entre $\theta = 100^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ avec la direction des rayons incidents, interviennent des rayons ayant subi une ou deux réflexions intérieures et donnant naissance à des arcs-en-ciel. Wiener tient compte de ces phénomènes ; il considère des rayons de gouttes compris entre $1/2 \lambda$ et 4λ et calcule l'intensité moyenne dans une direction donnée. Au contraire, dans la partie comprise entre $\theta = 100^\circ$ et $\theta = 0^\circ$, le calcul ne fait intervenir que la lumière réfléchie à la surface extérieure de la goutte ou transmise après deux réfractions ⁽¹⁾ ; on applique directement les lois de la réflexion et de la réfraction, et les intensités correspondantes sont, en valeurs relatives, indépendantes des dimensions des particules.

Il en résulte que pour des valeurs de θ comprises entre 65° et 180° , la lumière diffusée présente un excès de polarisation dont la direction de la vibration est perpendiculaire au plan contenant le rayon incident et le rayon diffusé, pour θ compris entre 10° et 65° , cette direction est située dans le plan et lui redevient perpendiculaire pour des valeurs inférieures de θ . L'intensité totale diffusée présente elle-même un minimum très marqué dans la direction perpendiculaire à celle des rayons incidents.

Diffusion et diffraction de la lumière par le brouillard. — Mecke ⁽²⁴⁾ étudie les couronnes qu'on observe par transmission en examinant un projecteur à travers le brouillard et suppose que les phénomènes optiques qui se produisent sont dus à des interférences entre la lumière réfractée et

⁽¹⁾ Ceci est vrai à condition de négliger la lumière qu'a subi 3 réflexions intérieures

réfléchi qui tombe sur les gouttes et la lumière diffractée qui ne les rencontre pas. Quand les rayons des gouttes sont supérieurs à $5\ \mu$, il trouve que les emplacements des maxima et minima sont ceux que prévoit la théorie classique de la diffraction en supposant que celles-ci se comportent comme de petits écrans circulaires opaques. Lorsque le rayon diminue, les phénomènes d'interférences deviennent de plus en plus importants et à partir de $4\ \mu$, Mecke explique par leur existence les écarts observés entre les emplacements réels des anneaux et ceux qu'ils devraient avoir si la théorie classique de la diffraction s'appliquait directement.

Lumière diffusée en arrière. — Les rayons qui ont subi deux réfractions et une réflexion à l'intérieur des gouttes donnent également naissance à des phénomènes de diffraction qu'on peut interpréter en appliquant le principe d'Huygens et sur lesquels nous reviendrons plus loin. La théorie d'Airy prévoit l'existence de franges (arcs-en-ciel) au voisinage d'une direction faisant un angle de 140° avec les rayons incidents. D'autre part, nous verrons qu'il est possible, en faisant des approximations convenables, d'expliquer l'existence de franges (anti-couronnes) dans une région voisine de la direction inverse de propagation du faisceau.

Je me propose, dans le travail qui suit, de chercher comment ces théories ou hypothèses s'appliquent aux brouillards naturels. Dans une première série de mesures, j'examinerai s'il est possible d'appliquer aux particules qui les constituent les lois de l'optique géométrique et les conceptions de Wiener.

Il est à noter que toutes les expériences auxquelles j'ai été conduit n'ont été possibles que la nuit, ce qui rend encore plus difficile ces recherches effectuées en plein air et au milieu des intempéries.

CHAPITRE V

Étude expérimentale de la diffusion par les brouillards naturels.

Observation d'un faisceau parallèle dans le brouillard. —
Un projecteur constitué par une lampe pointolite de 1 000 bougies et une lentille à échelons de 40 cm. de diamètre et de 30 cm. de distance focale donne un faisceau à peu près parallèle.

Il est installé au fond d'un abri de 6 m. de profondeur dont la fenêtre est largement ouverte et est muni de diaphragmes placés de 2 m. en 2 m. de façon à éliminer la lumière parasite. J'ai utilisé une lentille de préférence à un miroir afin de pouvoir étudier les phénomènes en lumière polarisée. Les diaphragmes de 40 cm. de diamètre peuvent être remplacés par des fentes de 5 cm. de largeur et 40 cm. de hauteur orientables verticalement ou horizontalement et dont le centre se trouve sur l'axe du faisceau (voir fig. 6 et 7).

Placé à l'extérieur, un observateur voit nettement la trace du faisceau dans le brouillard, le reste du nuage n'étant pas illuminé. Son intensité diminue à mesure que le rayon visuel s'incline sur la normale en s'éloignant du projecteur, passe par un minimum lorsqu'il est perpendiculaire à l'axe et croît à nouveau pour atteindre un maximum très net correspondant à une inclinaison voisine de 140° sur les rayons incidents. Si on s'en rapproche, le maximum semble se déplacer sur le faisceau de façon que l'angle de visée avec les rayons incidents reste constant, et coïncide avec le premier arc-en-ciel blanc quand la tête pénètre dans le faisceau.

Si on examine le faisceau à travers un bilame de Savart, pour des angles de visée avec l'axe compris entre 0° et 140° , celui-ci ne donne pas trace de lumière polarisée ; les franges apparaissent à partir de 140° . Avec un polaroid dont la direction de transmission est verticale, c'est-à-dire perpendiculaire au plan contenant la direction de visée et le rayon incident, le maximum correspondant à l'arc-en-ciel blanc est beaucoup plus net qu'en lumière naturelle. Quand on oriente le polaroid de telle sorte que le vecteur transmis soit horizontal le maximum relatif à l'arc-en-ciel disparaît tandis que la partie voisine et la plus proche du projecteur sombre dans le cas précédent devient brillante (voir fig. 6 et 7). Nous reviendrons sur ces phénomènes au chapitre III. Il est à noter qu'ils sont en désaccord avec les résultats de Wiener qui prévoient un excès de lumière polarisée verticalement dans cette partie du faisceau.

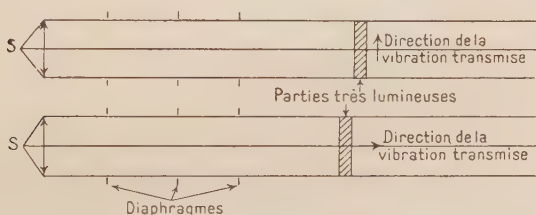


Fig. 6 et 7.

Ils sont à rapprocher des résultats théoriques trouvés par Rayleigh et Ray.

Dispositif expérimental. — Il ne faut pas songer à faire des mesures successives de l'intensité du faisceau en un point sous différents angles car le brouillard n'est pas homogène et aurait le temps de changer notablement entre deux opérations de sorte que les résultats ne seraient plus comparables entre eux. Il faut que les mesures soient effectuées à la fois

dans toutes les directions. D'autre part, ces mesures faisant intervenir pour chaque angle des parties différentes du faisceau ne doivent pas être instantanées, mais durer assez de temps pour que le brouillard puisse être considéré comme homogène : ce sont des mesures moyennes de l'intensité dans un intervalle de temps donné. Ces conditions expérimentales ne peuvent donc pas donner des résultats précis mais seulement approximatifs c'est-à-dire des ordres de grandeur de l'intensité.

J'ai donc utilisé le dispositif suivant : sur un arc de cercle de 0 m. 70 de rayon sont disposés 11 tubes de 2 cm. de diamètre, 25 cm. 5 de longueur, dont les axes convergent vers le centre et font entre eux un angle de 10° . Ces tubes sont noircis intérieurement au vernis mat et sont munis de

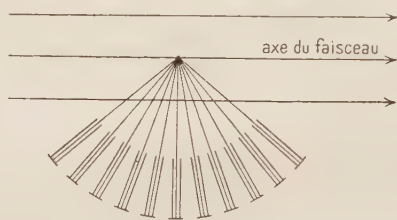


Fig. 8.

diaphragmes de 8 mm. de diamètre dont deux sont placés aux extrémités, les autres se trouvant à l'intérieur du tube. A l'une des extrémités de chaque tube est placée une chambre photographique pouvant recevoir des clichés. $4\frac{1}{2} \times 6$ cm.

Le système est disposé à une quinzaine de mètres du projecteur de telle sorte que son centre soit situé sur l'axe de celui-ci l'axe du tube central étant perpendiculaire à celui du faisceau et le plan des tubes étant horizontal (voir fig. 8 et 9).

Ce dispositif ne fait intervenir qu'une épaisseur de 1 m. 50, de brouillard au maximum dont on peut négliger l'absorption.

Considérons un tube (voir fig. 9) dont l'axe fait un angle β avec la perpendiculaire à l'axe du faisceau, soit α l'angle que font les rayons extrêmes pouvant y pénétrer vus du centre du cliché (voir fig. 4), i l'intensité d'une goutte. Considérons une tranche de brouillard d'épaisseur dx et de surface S découpée par les rayons extrêmes pénétrant dans le tube à la distance x du centre du faisceau. Elle a pour volume $dv = Sdx$. Si on a n gouttes par centimètre cube, l'éclairement du centre du cliché produit par cette tranche

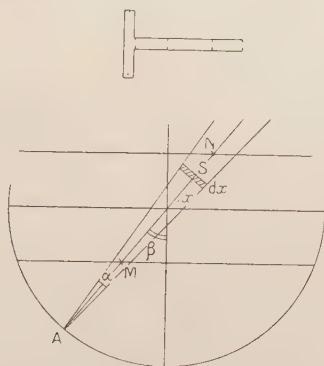


Fig. 9.

sera, en admettant qu'il soit proportionnel au nombre de gouttes contenu dans l'élément dv :

$$dE = \frac{nidv}{(R+x)^2} = \frac{niSdx}{(R+x)^2}$$

R étant la distance de la plaque photographique au centre O du système. On a :

$$S = \frac{\pi(R+x)^2\alpha^2}{4}$$

d'où :

$$dE = \pi ni \frac{\alpha^2}{4} dx.$$

Posons $r = MN$ distance des points du prolongement de

l'axe du tube interceptés par le faisceau. L'éclairement total de la plaque sera :

$$E = \frac{\pi n i \alpha^2}{4} r = \frac{k}{\cos \beta} i$$

puisque $R = r \cos \beta$.

L'intensité lumineuse d'une goutte considérée comme source aura donc pour expression :

$$i = KE \cos \beta.$$

Elle sera déterminée en valeurs relatives par l'éclairement de la plaque photographique.

Technique opératoire. — Après m'être assuré qu'un cliché placé au fond d'un tube dont l'axe est dirigé hors du faisceau n'est pas sensiblement impressionné pendant la durée des opérations le projecteur étant allumé, j'ai procédé comme il suit. Les plaques sont placées dans les chambres photographiques et démasquées puis le projecteur est allumé. Après avoir attendu le temps nécessaire pour qu'elles soient impressionnées, le projecteur est éteint (ces opérations se font la nuit) et les plaques sont retirées des chambres photographiques dans des châssis étanches. Une douzième plaque munie d'un coin photographique est exposée à la lumière de la même source et le tout est développé dans une cuve verticale.

Il est à noter qu'au cours de ces opérations les plaques sont exposées à l'humidité et quelles sont impressionnées dans des conditions tout à fait défavorable, ce qui diminue encore la précision des mesures.

J'ai employé des plaques panchromatiques provenant de la même émulsion pour chaque série de mesures et sans enduit antihalo (l'enduit antihalo s'élimine mal dans le bain et donne des fonds qui ne sont pas parfaitement homogènes), et du révélateur Rodinal au 40°.

Les clichés obtenus sont coupés de façon à ne conserver

que la tache impressionnée et un bord de 1 mm. de chaque côté (afin de vérifier la constance du fond); mis côte à côte ils sont placés sur le charriot d'un microphotomètre Chalonge et sont enregistrés ainsi que la figure de noircissement du coin absorbant et le coin lui-même, en ayant soin de conserver le même réglage du microphotomètre pendant toute l'opération. Les différentes taches (voir fig. 12) ont un noircissement constant et la déviation donnée par le fond est constante.

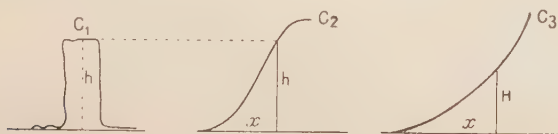


Fig. 10.

Soit C_3 , la courbe d'étalonnage du coin absorbant, C_2 la courbe de noircissement du coin, C une courbe d'enregistrement quelconque correspondant à un des clichés étudiés.

Le noircissement se traduit par une déviation h du microphotomètre. Le même noircissement se retrouve sur la courbe C_2 et correspond à un point du coin situé à une distance x du bord. A la même distance x portée sur l'enregistrement du coin à partir du point correspondant existe un éclaircissement donnant une déviation H qui est proportionnelle à l'éclaircissement du cliché ⁽¹⁾.

Résultats. — J'ai fait des séries de mesures dans les trois cas suivants :

- 1° Faisceau cylindrique de 40 cm. de diamètre. Temps de pose 3 à 4 minutes;
- 2° Fente horizontale de 5 cm. de largeur (le plan des axes

⁽¹⁾ Pour que ce raisonnement soit correct, il faut que la déviation donnée par le microphotomètre soit proportionnelle au flux lumineux reçu par la cellule.

des tubes coïncide avec celui qui passe par l'axe de la fente et contient celui du faisceau). Temps de pose 3 à 4 minutes ;

3° Fente verticale de 5 cm. de large. Temps de pose 25 à 30 minutes.

L'ensemble des mesures directes peut être représenté par une courbe $i = kf(\theta)$ l'intensité rayonnée par la goutte sera :

$$i = kf(\theta) \cos \beta.$$

Toutes ces courbes sont donc déterminées à un facteur constant près. Ce facteur est éliminé en prenant comme unité l'intensité correspondant au point $\theta = 60^\circ$ de sorte qu'elles deviennent comparables entre elles.

Dans chacun des trois cas exposés ci-dessus, j'ai fait un certain nombre de séries de mesures et j'ai fait les moyennes des résultats correspondant à chaque direction.

Il est à noter que des intensités calculées en valeurs relatives pour chaque série sont toutes du même ordre de grandeur. A titre d'exemple, je donne trois séries de mesures relatives au faisceau cylindrique de 40 cm. de diamètre.

θ	140°	130°	120°	110°	100°	90°	80°	70°	60°	50°
t_1	0,93	0,61	0,63	0,63	0,53	0,53	0,60	0,73	1,0	1,27
t_2	0,89	0,59	0,50	0,53	0,44	0,53	0,64	0,82	1,0	1,18
t_3	0,82	0,61	0,61	0,64	0,54	0,64	0,70	0,81	1,0	1,35

Ces résultats sont représentés par la figure 11.

J'ai donc obtenu les résultats moyens suivants :

Faisceau cylindrique :

θ	140°	130°	120°	110°	100°	90°	80°	70°	60°	50°	40°
t	0,86	0,58	0,56	0,58	0,49	0,56	0,64	0,78	1,0	1,24	1,40

Fente horizontale :

θ	140°	130°	120°	110°	100°	90°	80°	70°	60°	50°	40°
t	0,83	0,64	0,62	0,61	0,53	0,63	0,65	0,80	1,0	1,14	1,30

Fente verticale :

θ	140°	130°	120°	110°	100°	90°	80°	70°	60°	50°	40°
t	0,74	0,62	0,57	0,57	0,46	0,58	0,68	0,81	1,0	1,12	1,28

Ces trois ensembles de résultats présentent des valeurs de l'intensité relative qui, pour un angle donné, diffèrent nota-

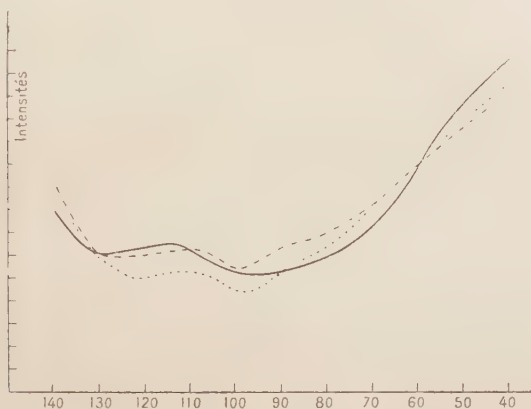


Fig. 11.

blement de l'un à l'autre système, mais qui conservent toujours le même ordre de grandeur. Or il ne faut pas oublier

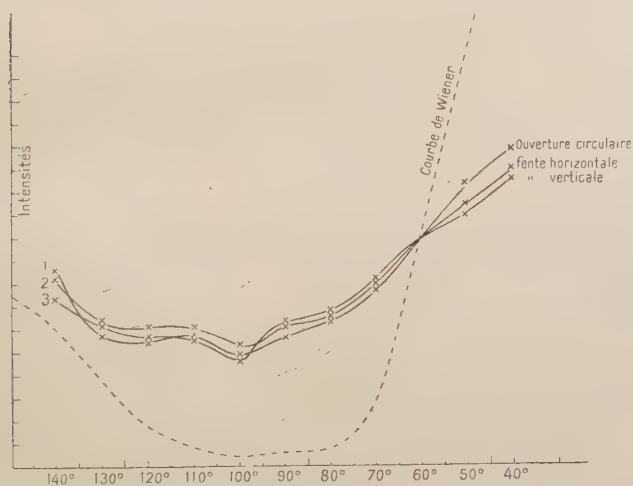


Fig. 12.

que nos mesures sont purement approximatives et ne sont que des moyennes. Les courbes 1, 2, 3 (fig. 14) représentent les variations d'intensité calculée dans les trois cas envisagés, la courbe en pointillé représente les valeurs calculées par Wiener l'intensité correspondante à $\theta = 60^\circ$ étant également prise comme unité.

L'examen de ces résultats ⁽¹⁾ montre que :

1° Aux erreurs d'expérience près, la courbe de répartition de l'intensité de la goutte dans la région considérée est indépendante de la nature du brouillard et de la forme du faisceau. Il est à noter que le temps de pose est le même qu'on ait à faire à un faisceau tout entier ou à la fente horizontale dont le faisceau couvre le champ des tubes tandis que pour une même largeur de la fente le temps de pose augmente si elle est verticale c'est-à-dire si le nombre des gouttelettes intervenant diminue. On peut dire approximativement que le temps de pose est proportionnel à l'épaisseur du faisceau c'est-à-dire au nombre des gouttes. Il en résulte que l'éclairement incident sur la goutte agit seul et que l'éclairement secondaire produit par toutes les gouttes sur une seule donne des effets négligeables. En outre, la diffusion par le brouillard environnant de la lumière diffusée directement par le faisceau est également négligeable puisque d'une part pour deux positions différentes de la fente le temps de pose est environ 6 à 8 fois plus grand dans un cas que dans l'autre et que la courbe de répartition est la même, d'autre part le temps de pose et la répartition ne changent pas si on remplace le faisceau cylindrique par un faisceau plat dont la section est 6 fois plus petite.

2° Malgré le manque de précision de ces mesures, il est indiscutable que pour les parties correspondant aux valeurs

(1) Résultats comparables aux résultats théoriques obtenus par Paraujepe, Naik et Vaïdya, et vérifiés expérimentalement par eux dans les brouillards artificiels depuis la rédaction de ce travail.

de θ comprises entre 40° et 100° , les courbes obtenues expérimentalement sont différentes de celles qu'avait obtenues Wiener par le calcul (*loc. cit.*). Il en résulte que l'hypothèse de Wiener supposant que les lois de l'optique géométrique s'appliquent à des sphères dont les dimensions sont du même ordre de grandeur que les gouttes de brouillard n'est pas valable. Toutefois, on peut dire qu'elle permet de représenter les phénomènes qualitativement en ce sens qu'elle prévoit un minimum d'intensité diffusée perpendiculairement à l'axe du faisceau ; il convient également de rapprocher ces résultats expérimentaux de ceux qui furent trouvés théoriquement par Ray et qui, valables seulement pour des particules de dimensions inférieures, prévoient un minimum de l'intensité diffusée dans la même direction.

Remarque. — Wiener, dans son calcul, admet que les vibrations provenant des deux effets, lumière réfractée et lumière réfléchie sont incohérentes et additionne purement et simplement leurs intensités. En réalité, ces vibrations ne sont pas incohérentes et il conviendrait en toute rigueur de composer leurs amplitudes en tenant compte des différences de phase existant entre elles.

D'après Mecke (²⁴ *ter*) l'intensité résultante, en appelant a et b les amplitudes réfractées et réfléchies a pour expression :

$$I = a^2 + b^2 - 2ab \cos \frac{4\pi R}{\lambda} \left[n \cos r - \cos i + \sin \frac{1-r}{2} \right].$$

En se rapportant au calcul de Wiener, on voit qu'entre 100° et 80° seule la vibration réfléchie intervient ; la vibration réfractée étant négligeable. Entre 40° et 80° , c'est l'ensemble des deux qu'il faut considérer et il y aura des maxima d'interférences entre elles toutes les fois que

$$2R \left(n \cos r - \cos i + \sin \frac{1-r}{2} \right) = k\lambda$$

k étant un nombre entier. Supposons $\lambda = 0,5 \mu$. Ces franges sont constituées par des anneaux concentriques de grand diamètre mais elles ne sont pas équidistantes. Considérons la partie du champ qui correspond à la plus petite valeur de

$$\left(n \cos r - \cos i + \sin \frac{1-r}{2} \right),$$

soit

$$\theta = 40'' \text{ et } n \cos r - \cos i + \sin \frac{1-r}{2} = 0,7.$$

Cherchons la variation de rayon nécessaire pour qu'une frange brillante soit remplacée par une frange sombre ou que k augmente de $\frac{1}{2}$; si $R = 5 \mu$

$$2(5 + \Delta R) \cdot 0,7 = \left(14 + \frac{1}{2} \right) 0,5.$$

On peut se rendre compte que d'après la courbe de distribution des gouttes en fonction du rayon, une telle variation de celui-ci ne produit pas une grande variation du nombre des gouttes. Ces franges disparaîtront donc complètement le faisceau paraîtra blanc et la courbe représentant l'intensité sera bien représentée par

$$I = a^2 + b^2.$$

De toute façon, il ne semble pas que les calculs faits par Wiener soient applicables aux brouillards naturels.

CHAPITRE VI

Etude expérimentale des couronnes dans les brouillards naturels.

Quand on regarde directement le projecteur dont il est question dans le chapitre précédent à travers une épaisseur de quelques mètres de brouillard, on voit se former des couronnes colorées que nous étudierons ici. Les mêmes phénomènes s'observent autour du soleil ou de la lune lorsque le nuage n'est pas trop épais.

Les travaux qui se rapportent à cette question sont assez nombreux ; nous les examinerons au cours de notre exposé dans la mesure où ils sont susceptibles de s'y rapporter.

Mesures effectuées sur les couronnes. — a) *Lumière blanche.* — L'image même de la source est constituée par de la lumière blanche, diminuée pour chaque couleur d'une fraction constante due aux phénomènes de diffraction. En chaque point, il faut donc considérer la couleur qui correspond à ce qu'on obtient en enlevant de la lumière blanche la teinte qui disparaît au point envisagé. Pernter et Exner ⁽²⁵⁾ reproduisent les résultats des mesures effectuées par Kæmtz sur les différents anneaux rouges observés autour du soleil et calculent, en admettant les relations de la diffraction, le rayon des gouttes correspondantes d'après les dimensions des anneaux mesurés ; il trouvent des résultats satisfaisants.

C'est en se basant sur le même principe, discuté par Richardson ⁽²⁷⁾, que Kohler ^(27 bis) a pu vérifier que les nuages élevés étaient constitués par des cristaux de glace

alors que les nuages bas sont toujours formés par des gouttes liquides.

b) En lumière monochromatique, Mecke (²⁴) a étudié les phénomènes de diffraction dans les brouillards artificiels. Il en déduit que, pour des rayons supérieurs à $5\ \mu$, les lois de la diffraction s'appliquent, mais qu'elles ne sont plus valables au-dessous de $4\ \mu$ et que la transition doit se faire entre $4\ \mu$ et $5\ \mu$.

Emploi d'un projecteur dans le brouillard. — Un projecteur est constitué par une lampe pointolite et un miroir parabolique de 15 cm. de foyer. Le miroir est diaphragmé par deux ouvertures circulaires de 6 cm. de diamètre, l'une étant placée contre lui, l'autre à 60 cm. environ, de façon à réduire l'étendue de la source. Le tout étant solidement fixé, je me suis placé dans un abri à 10 m. du projecteur; un petit écran placé devant l'œil masquait l'image directe de la source afin d'éviter l'éblouissement. Après avoir noté l'aspect des couronnes, j'ai fait une mesure microphotographique des gouttes correspondantes et ceci m'a conduit aux conclusions suivantes :

1° Lorsque le rayon moyen des gouttes est supérieur à $5\ \mu$, le phénomène a généralement un aspect qui se rapproche de celui qu'on observe avec les couronnes données par la poudre de lycopode; le second anneau n'est pas toujours visible et le plus souvent il présente la même succession de teintes que le premier.

Il arrive que la partie orangée qui entoure la tache centrale s'étende aux couronnes, ce qui se présente plutôt quand le brouillard est accompagné de pluie. On voit alors autour de la source une auréole cuivrée (^{26 bis}).

(^{26 bis}) Ce fait a été constaté par Mascart (*Traité d'Optique*, p. 421). Il admet que la superposition des taches centrales de dimensions différentes finit par produire une teinte rouge cuivrée.

2° Quand le rayon moyen des gouttes devient voisin de 5μ le phénomène prend un aspect différent :

Rayon moyen 5μ : Tache centrale ; rouge violacé, 1^{er} anneau bleu ciel très intense, jaune vert, rouge pourpre.

5μ : Tache centrale violet mauve, 1^{er} anneau bleu ciel très intense, rouge orangé.

$3 \mu 7$: Tache centrale ocre clair, 1^{er} anneau violet, bleu ciel, jaune vert pourpre.

$3 \mu 7$: Tache centrale orangé, 1^{er} anneau bleu violet, vert très intense.

$2 \mu 8$: Tache centrale blanc bleuté, 1^{er} anneau violet, rouge pourpre alternant avec violet et vert.

Etude expérimentale des couronnes en lumière monochromatique dans les brouillards naturels. — Il m'a paru intéressant d'étudier le phénomène en lumière monochromatique avec une source d'aussi petit diamètre que possible en utilisant le dispositif suivant :

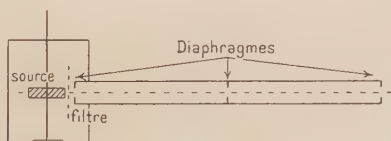


Fig. 13.

Un arc à mercure Bruhat Gallois dont le tube observé en bout a un diamètre de 8 mm. environ et est muni d'un filtre convenable (²⁷ ter), est placé au fond d'un tube de 1 m. 60 de long ce qui donne un faisceau d'ouverture maxima 40' environ et constitue un faisceau à peu près parallélo-monochromatique (voir fig. 13).

a) J'ai fait une série d'expériences préliminaires en photo-

(²⁷ ter) Filtre Wratten pour Arc à Mercure n° 77, transmettant 1 o/o de jaune et 78 o/o de vert correspondant à $\lambda = 0 \mu 546$.

graphiant les couronnes artificielles qu'on peut produire avec des spores de champignons. L'appareil photographique se compose d'un objectif de 15 cm. de foyer, ouverture $f/4,5$, et d'une chambre ordinaire ; il est placé loin de la source.

Les couronnes ont été déterminées sur les clichés à 0 mm. 5 près soit 0 μ 2 sur le rayon calculé.

En utilisant la relation classique de la diffraction, j'ai obtenu les résultats :

			1 ^{er} anneau sombre	2 ^e anneau sombre	3 ^e anneau sombre
Lycopode	Rayon mesuré Rayon calculé	15 μ 0	14 μ 8	15 μ 2	15 μ 4
Lycoperdon	Rayon calculé Rayon mesuré	4 μ 5	4 μ 2	4 μ 2	4 μ 5
Penycile	Rayon mesuré Rayon calculé	1 μ 8	1 μ 8	1 μ 7	1 μ 8

b) La même source a été utilisée pour étudier les couronnes qui se forment dans les brouillards. L'observateur est placé à 6 m. 50 de la source de sorte que l'épaisseur de brouillard est d'environ 5 m. car étant donné la chaleur dégagée par l'arc, on peut admettre qu'il ne pénètre pas dans le tube.

Dans la plupart des cas qui se sont présentés j'ai pu constater, autour du point lumineux dû à l'arc, une série d'anneaux caractérisés par des maxima et des minima plus ou moins nets mais visibles et semblables à ceux qu'on observe avec la poudre de lycopode, ils ne sont pas assez lumineux pour qu'on puisse apprécier avec une précision suffisante pour être repéré d'autre anneau sombre que le premier. C'est donc le diamètre angulaire de ce premier anneau sombre que j'ai déterminé de la façon suivante :

Devant une échelle graduée en millimètres se déplacent deux aiguilles verticales A et B rendues mobiles par un sys-

tème de commandes. L'œil est placé à l'œilleton o à distance fixe de 42 cm. de AB et on place l'appareil de telle façon que la droite oo' qui passe par le centre de l'œilleton coïncide avec l'axe du tube.



Fig. 14 et 15.

L'œil étant en o et regardant la source, on déplace les deux aiguilles verticales de façon à encadrer la tache centrale de diffraction et à les faire coïncider avec les deux extrémités. Les lectures sont faites à 1/4 de millimètre près et le diamètre angulaire est déterminé avec une erreur de 4' environ, erreur très inférieure à celle qu'on fait sur l'appréciation du minimum d'intensité.

L'appareil est disposé de telle façon que l'extrémité des aiguilles soit à peu près au niveau du diamètre XY des couronnes de sorte que leur épaisseur n'intervienne pas comme source d'erreur; cette épaisseur de 0 mm. 5 est rendue nécessaire par la robustesse demandée à l'appareil.

En même temps une série de 12 microphotographies de gouttes est prise (on a opéré sur un grand nombre de gouttes afin d'obtenir une moyenne plus précise). Il est difficile d'évaluer l'erreur faite sur l'appréciation du minimum d'intensité étant donné la rapidité avec laquelle doit être effectuée la mesure, mais il n'est pas douteux qu'elle soit inférieure à celle que donne la détermination microphotographique des dimensions des gouttes. J'ai donc trouvé les résultats suivants :

Rayon moyen . . .	10 μ 3	7 μ 8	6 μ 7	5 μ 7
Rayon calculé . . .	9 μ 8	8 μ 2	6 μ 7	5 μ 6

Etude photographique. — Afin de fixer le phénomène et de l'étudier plus facilement, je me suis proposé de photographier ces couronnes avec l'appareil qui m'avait servi pour l'examen des couronnes artificielles produites par les spores de champignons.

J'ai fait les deux séries d'essais suivants :

a) Avec l'arc à mercure disposé comme pour l'étude directe des couronnes, l'appareil photographique étant fixé à la place de l'observateur ; le temps de pose était de 30 secondes environ.

b) Avec le projecteur décrit précédemment, l'appareil photographique étant muni de filtres colorés dont le maximum de transmission, en tenant compte de la source et de la sensibilité de l'émulsion employée est respectivement 0 μ 64 pour le rouge et 0 μ 46 pour le bleu.

Pour le rouge, le temps de pose était de 1/10 de seconde, pour le bleu il était d'une seconde environ, l'appareil photographique étant placé à 8 m. du projecteur.

En même temps qu'on prend ces diverses photographies, une plaque huilée est exposée au brouillard et une série de microphotographies est faite.

Examen des clichés. — Dans les cas où le rayon des gouttes est supérieur à 8 μ , j'ai obtenu des clichés montrant trois séries d'anneaux parfaitement nets à l'examen visuel et représentés par la figure 7.

Au-dessous de 8 μ jusqu'à 3 μ ces anneaux disparaissent et il ne reste qu'une tache centrale très noire sur le cliché, entourée d'une large couronne bien limitée et dont le noircissement paraît uniforme (fig. 3 et 4, planche II).

Ces clichés passés au microphotomètre suivant un de leurs diamètres donnent une courbe ayant toujours même allure

générale. Pour des gouttes de rayon inférieur à $8\ \mu$ cette courbe a l'aspect représenté par la figure 16. Il est remarquable que l'intensité décroisse régulièrement et qu'aucun palier n'indique de discontinuité correspondant aux bords interne et externe de la couronne.

Pour des rayons supérieurs, les anneaux sombres et clairs observés sur le cliché se traduisent par des ondulations au-dessus d'une courbe moyenne semblable à la précédente et l'aspect de l'ensemble est représenté par la figure 17.

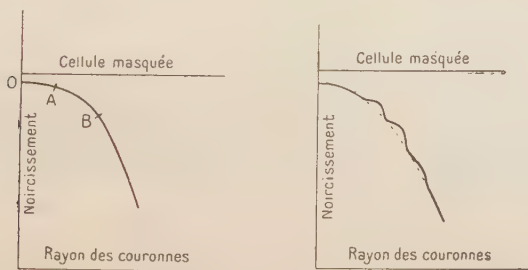


Fig. 16 et 17.

Si on examine l'enregistrement correspondant aux gouttes de rayon inférieur à $8\ \mu$ on constate qu'il se compose schématiquement :

1° D'une partie à peu près rectiligne OA légèrement décroissante et correspondant sur le cliché à la tache centrale de diffraction.

2° D'une partie AB dont le rayon de courbure est sensiblement constant, correspondant à la partie de la couronne dont l'éclairement paraît constant.

3° D'une partie BC décroissante.

Il est remarquable qu'aucune discontinuité n'indique en A la transition entre la tache centrale et la couronne nettement visible. Il semblerait qu'on doive expliquer ce fait par un effet physiologique discuté dans les mémoires de Mach (²⁸). Cet auteur représente les phénomènes à l'aide d'une formule qui

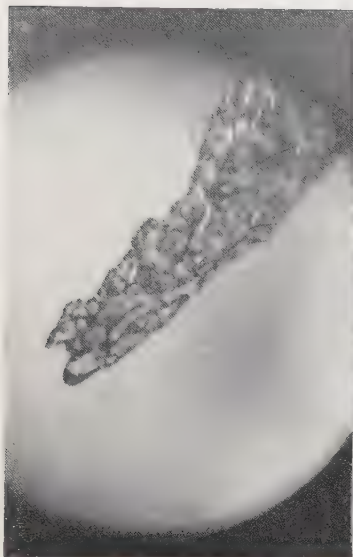
n'a d'ailleurs pas de signification quantitative et qui s'applique surtout à des discontinuités assez brusques de la courbe d'intensité. Si J représente la sensation qu'éprouve la rétine dont l'éclairement en un point est E , ce point étant l'image d'un point d'une surface source dont l'intensité est I , le rayon de courbure de la courbe intensité le long d'une ligne tracée sur la surface étant ρ , a , b , k , étant des constantes, on a :

$$J = a \log \left(\frac{E}{b} \pm \frac{k}{E\rho} \right).$$

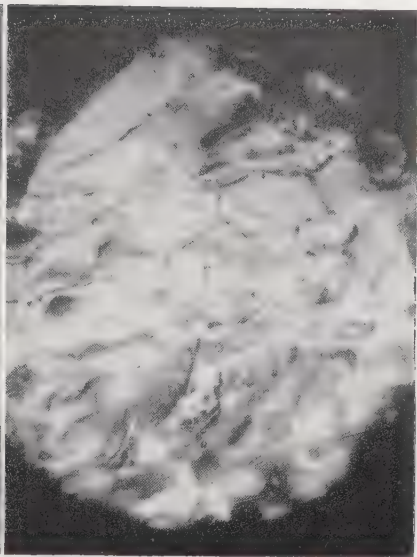
Le second terme du logarithme montre que les variations de J sont liées à celles de ρ . L'œil serait donc sensible, non seulement aux variations de l'intensité lumineuse le long d'une courbe tracée sur une surface mais aussi aux variations du rayon de courbure de la courbe qui représente l'intensité le long de cette surface. Aussi la partie OA paraît légèrement décroissante jusqu'en A, en AB elle paraît constante sur le cliché jusqu'en B, en A et en B, il y a variations de la courbure, alors qu'entre A et B elle garde à peu près la même valeur.

Si on admet que les points A et B de l'enregistrement microphotométrique correspondent aux emplacements des deux premiers anneaux sombres, on peut calculer les dimensions des gouttes par des mesures faites sur le cliché. Ces mesures sont peu précises car un tel diamètre n'est pas défini à moins de 2 mm. près, ce qui donne une erreur de 0 μ 6 environ sur le rayon calculé.

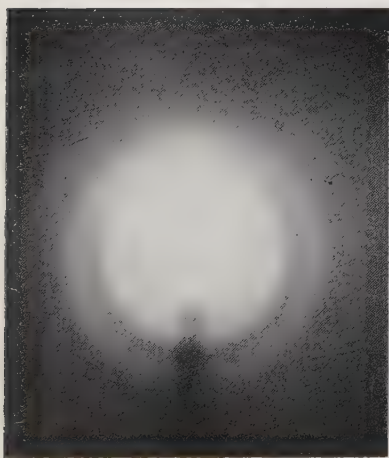
Pour les trois radiations considérées, j'ai obtenu les résultats suivants (voir tableau XI).



b. Microphotographie
de givre opaque.



a. Microphotographie
de givre transparent.



c. Couronnes dans les
brouillards naturels — $R = 920$.



d. Couronnes dans les
brouillards naturels $R = 628$.

TABLEAU XI

Rayon mesuré	Rayon calculé $\lambda = 0 \mu 64$	Rayon calculé $\lambda = 0 \mu 546$	Rayon calculé $\lambda = 0 \mu 46$
7 μ 5	7 μ 1		7 μ 9
5 μ 7	6 μ 3	6 μ 2	
6 μ 6	7 μ 3	7 μ 6	7 μ 3
8 μ 4	8 μ 2	8 μ 2	8 μ 7
7 μ 8	8 μ 2		
5 μ 6		6 μ 4	5 μ 8
8 μ 5	8 μ 2	8 μ 2	8 μ 7
7 μ 0	6 μ 6		7 μ 0
5 μ 5	6 μ 4	5 μ 8	5 μ 8
7 μ 5	8 μ 3	7 μ 6	7 μ 9
5 μ 0		5 μ 2	5 μ 4
5 μ 7	4 μ 7	4 μ 4	4 μ 3
10 μ 2	9 μ 5	9 μ 9	

Essais d'interprétations théoriques. — Il semble que nous disposions de deux théories pour interpréter ces phénomènes :

a) La théorie de Mecke admettant que la lumière incidente qui vient frapper les gouttes est diffusée et que sa répartition peut se calculer d'après les lois de l'optique géométrique appliquée à des sphères transparentes dont les dimensions sont celles des particules de brouillard et considérer la superposition de cette lumière diffusée et de la lumière passant entre les gouttes qui est diffractée.

Il ne paraît pas que cette théorie puisse être appliquée ici puisque nous avons vu dans le chapitre précédent que la répartition de la lumière diffusée calculée par Wiener à partir de cette hypothèse n'est pas quantitativement vérifiée par l'expérience.

Il n'en reste pas moins vrai que les lois de la diffraction classique qui s'appliquent à des écrans circulaires dont le rayon peut atteindre $1 \mu 8$ ainsi que nous l'avons vu, s'appliquent également aux gouttes de brouillard, et que les emplacements du premier anneau sombre sont en accord avec cette théorie, pour les dimensions de celles-ci qui se sont

traduites par un état du nuage assez stable pour qu'il soit possible de faire des mesures.

b) La théorie électromagnétique de Rayleigh prévoit l'existence d'anneaux sombres et brillants dont les emplacements sont voisins de ceux que donne la théorie classique et d'après elle, ces minima ne sont pas nuls mais leur intensité décroît à mesure qu'on s'éloigne du centre. Il y a donc lieu de rapprocher les courbes d'intensité calculées par Ray des courbes microphotométriques précédentes, en remarquant toutefois que les maxima sont beaucoup plus marqués et ne disparaissent pas pour les petites dimensions des gouttes.

c) Il semble donc logique de chercher la principale raison de la disparition des anneaux pour les petites gouttes dans le manque d'homogénéité du brouillard. En effet, nous avons vu au début de ce travail que la loi de distribution des gouttes en fonction du rayon était de la forme :

$$n = Ke^{-\frac{(R-m)^2}{6}}$$

m représente le rayon moyen, n la valeur de la fréquence pour la valeur R du rayon. Calculons la variation de n en valeurs relatives correspondant à une augmentation ou une diminution de 50 o/o de la valeur de R . On trouve :

R	10 μ	8 μ	6 ¹⁴	4 μ
$\frac{N \text{ 50 o/o}}{Nm}$	0,01	0,06	0,2	0,5.

La variation du nombre des gouttes se rapportant à la même variation du rayon en valeurs relatives est d'autant plus petite que celui-ci est plus petit : les couronnes correspondantes empiéteront d'autant plus les unes sur les autres que ce rayon moyen sera moins grand ; en outre ceci explique pourquoi les anneaux disparaissent sur le cliché quelque soit la couleur pour une même valeur du rayon des gouttes.

D'autre part, l'intensité des maxima secondaires dus à la diffraction diminue également en fonction du rayon des gouttelettes et leurs variations le long d'un diamètre des couronnes ne se traduisent plus que par des variations du rayon de courbure de la courbe intensité que la plaque photographique n'enregistre pas. C'est sans doute pour cette raison que dans certains cas, les anneaux de diffraction sont visibles, mais qu'il n'est pas possible de les photographier, il est très difficile de prévoir en fonction des dimensions des particules le moment où ces anneaux disparaîtront car leur visibilité dépend du contraste de l'émulsion employée et du développement.

L'étude des positions des arcs-en-ciel va nous permettre de préciser le domaine d'application de ces deux théories.

CHAPITRE VII

Étude des anticouronnes et arcs-en-ciel dans les brouillards naturels.

Les anticouronnes et arcs-en-ciel blancs, dont l'ensemble constitue le spectre du Broecken, se forment naturellement pour un observateur lorsqu'il se trouve placé entre le soleil et un nuage de telle sorte que son ombre se forme sur celui-ci. On distingue en général toutes les parties de l'ombre, et, autour de la tête, une auréole constituée par trois ou quatre couronnes concentriques de couleurs très vives ; à une grande distance angulaire, on voit un cercle concentrique blanc qui entoure le tout.

Le spectre du Broecken a été étudié par Bouguer, Mascart, Brhune, Wegener, etc. Commentant ces observations, Pernter et Exner (^{28 bis}), et Mascart (^{28 ter}), calculent à partir des mesures faites par ces différents auteurs, les rayons des gouttelettes pour les différentes couronnes correspondant au même spectre, en leur appliquant les lois classiques de la diffraction à l'infini. Ils trouvent que les valeurs obtenues dépendent de l'ordre de la couronne et diminuent en général lorsque celui-ci augmente. Les erreurs peuvent être dues au fait que les dimensions des couronnes varient très rapidement et que les observations ne sont pas aisées, mais il serait surprenant qu'elles se produisent toujours dans le même sens. Ils en concluent cependant que ces phénomènes sont de même nature que ceux qui produisent les couronnes directes et que les écarts avec la théorie sont dus à la difficulté des mesures.

Mierdel, en opérant sur les brouillards artificiels avec une source monochromatique, trouve le même désaccord avec les lois classiques de la diffraction et les écarts avec les valeurs mesurées et calculées sont dans le même sens que dans le cas précédent.

S. Ray a fait des expériences analogues dont il tira les mêmes conclusions, nous reviendrons plus loin sur les idées théoriques auxquelles il fut conduit.

Emploi d'une source artificielle dans un nuage. — Il m'a paru intéressant de reproduire le spectre du Broecken avec une source lumineuse artificielle convenablement disposée dans le nuage ce qui permet de le former à volonté. A cet effet j'ai utilisé le projecteur décrit dans le chapitre 5 et disposé de la même façon.

En le regardant à travers une épaisseur de quelques mètres de brouillard, on aperçoit les couronnes, en lui tournant le dos et en regardant dans le sens de propagation de la lumière, on voit, autour de l'ombre de la tête lorsque celle-ci se trouve dans le faisceau, se former le spectre du Broecken constitué comme il suit :

1^o Une petite couronne sombre très peu visible et qui disparaît parfois, noyée dans la tache blanc bleuté. Cette tache blanche est bordée de jaune brun ;

2^o Trois séries de couronnes irisées, le rouge étant à l'extérieur et semblables à celles qu'on observe directement, dont l'intensité diminue quand on s'éloigne du centre ;

3^o Sans solution de continuité bien nette avec les précédentes, deux ou trois couronnes blanches irisées de rouge orangé, dont l'intensité augmente quand on s'éloigne du centre et une autre plus nette, cette dernière étant sans doute le premier arc-en-ciel blanc accompagné de ses surnuméraires. Leur nombre est d'autant plus élevé que les gouttes sont plus grosses, c'est-à-dire que le diamètre des arcs-en-ciel est plus grand et celui des anticouronnes plus petit ;

4° Une couronne blanche de plus grand diamètre encore et très peu visible, qui doit être l'arc-en-ciel blanc correspondant à deux réflexions.

Cet aspect du phénomène est celui qu'on observe habituellement mais exceptionnellement il peut être différent. C'est ainsi que le 21 décembre 1938, à 19 h. 30, j'ai pu voir qu'il avait l'aspect suivant :

Centre : jaune brun, devenant blanc vers la partie centrale.

Première série de couronnes : bleu ciel intense, jaune clair, rouge pourpre.

Deuxième série de couronnes : jaune, vert, rouge pourpre.

Les couleurs sont beaucoup plus intenses que celles qu'on observe habituellement, et en même temps, j'ai pu constater que les couronnes directes avaient l'aspect exceptionnel décrit au chapitre VI, page 53. L'arc blanc dans ce cas est très large et mal défini ; il est de moindre diamètre et les surnuméraires semblent avoir disparu. Il n'a pas été possible de faire de mesures angulaires, le phénomène étant trop instable ; une mesure microscopique de gouttelettes m'a donné un rayon moyen de $2 \mu 8$.

Polarisation de la lumière provenant des anticouronnes et arcs-en-ciel. — Muni du polaroid que j'avais employé pour étudier la polarisation de la lumière diffusée par le faisceau, j'ai pu faire, au sujet d'arcs-en-ciel et anticouronnes les constatations suivantes :

1° Lorsque la vibration transmise par le polaroid est tangente aux arcs-en-ciel, c'est-à-dire perpendiculaire au plan contenant la direction de visée et le rayon incident au point du champ considéré, ceux-ci sont beaucoup plus nets qu'en lumière naturelle et les parties situées entre eux paraissent très sombres ;

2° Si on fait tourner le polaroid dans son plan de 90° de telle sorte que le vecteur lumineux transmis aux mêmes

points du champ soit radial, c'est-à-dire situé dans le plan de la direction de visée et du rayon incident, les arcs-en-ciel disparaissent complètement et les parties situées entre eux, préalablement sombres, deviennent très brillantes. La lumière diffusée en ces points présente donc un excès important de polarisation radiale alors que celle qui est diffusée par les arcs-en ciel présente un excès de lumière polarisée tangentiellement.

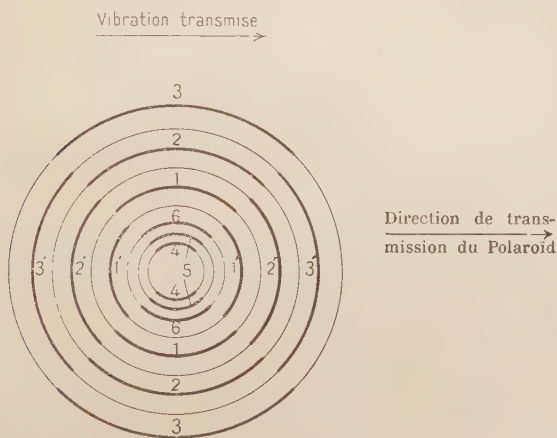


Fig. 18. — Anticouronnes et arcs-en-ciel observés à travers un Polaroid. Les traits noirs représentent les franges brillantes observées en lumière monochromatique.

Les franges 1, 2, 3 ont le même emplacement que les arcs-en-ciel observés en lumière naturelle et sont polarisées tangentiellement.

Les franges 1', 2', 3' sont polarisées radialement.

Les franges 4, 5, 6 ont même emplacement que les couronnes observées en lumière naturelle et sont polarisées tangentiellement.

3° De même, on constate sur les anticouronnes un excès de lumière polarisée tangentiellement, alors que la tache centrale est constituée par de la lumière partiellement polarisée radialement.

Ces observations sont en accord avec celles que j'ai pu faire dans le chapitre V et se rapportant à la polarisation de la lumière diffusée par le faisceau. Il est à noter que les parties du champ correspondant à une direction de transmission du polaroid inclinée à 45° sur la tangente (ou sur le rayon) des arcs-en-ciel ou anticouronnes ne présentent pas de franges et semblent avoir un éclaircissement presque uniforme.

L'aspect général de ces phénomènes est représenté par la figure 18 et par les figures *c* et *b*, planche 3. On doit remarquer qu'en lumière blanche, les arcs-en-ciel restent blancs en lumière polarisée tangentiellement alors que les franges intermédiaires en lumière polarisée radialement sont colorées en vert et en jaune, le jaune paraissant se trouver vers l'extérieur. Ces couleurs peu visibles sont lavées de blanc.

Méthode photographique. — Les mesures directes des diamètres angulaires des anticouronnes sont beaucoup plus difficiles à réaliser que pour les couronnes directes car, malgré la puissance du projecteur, elles sont beaucoup moins lumineuses. Il est préférable de les photographier et d'effectuer les mesures directement sur le cliché. A cet effet, j'ai employé un appareil de petites dimensions et à grande ouverture numérique dont l'axe optique coïncide avec celui du faisceau (fig. 19) de façon à intercepter peu de lumière avec le minimum de temps de pose.

Cet appareil est muni du filtre rouge décrit dans le chapitre précédent. Je n'ai pu opérer qu'avec celui-ci car un autre filtre transmettant une bande spectrale suffisamment étroite eut été très absorbant et eut augmenté considérablement le temps de pose.

Avec la même ouverture numérique et en utilisant le même film, j'ai photographié successivement les anticouronnes (temps de pose 2 secondes) et les couronnes directes (temps de pose $1/50$ de seconde). J'ai répété cette opération plusieurs jours de suite et les mêmes résultats ont été obtenus. Il est à noter que ces rapports des temps de pose sont les mêmes

que ceux des intensités des gouttes calculées par Wiener dans le sens direct et dans le sens indirect par rapport au faisceau incident.

Le champ de cet appareil étant de 30° , il n'est donc pas possible en général d'avoir sur le même cliché les anticouronnes et la série d'arcs-en-ciel.

Pour faire les mesures de diamètres d'arcs-en-ciel, il a été aménagé de la façon suivante : le viseur est muni d'un réticule et l'axe du faisceau étant horizontal, l'appareil peut tourner autour d'un axe vertical muni d'un cercle gradué. On amène le centre des anticouronnes au voisinage de la croisée des fils du réticule et on prend une photographie. Ensuite on fait tourner l'axe optique de l'appareil d'un angle connu pour amener les arcs-en-ciel dans le champ et on prend une nouvelle photographie. En tenant compte de l'angle de rotation, l'examen du cliché permet de mesurer les diamètres angulaires des arcs-en-ciel. La première photographie est destinée à fixer le centre des couronnes, le réticule ne servant que de repère.

Technique opératoire. — Je me suis proposé de photographier dans le minimum de temps couronnes, anticouronnes, arcs-en-ciel et gouttes correspondantes. A cet effet, le projecteur est installé au fond de la pièce. A 6 m. de la fenêtre (c'est-à-dire dans le brouillard) est disposé l'appareil B réglé sur les anticouronnes (voir fig. 19). Dos à dos avec lui, tourné vers le projecteur, est placé un second appareil A réglé pour photographier les couronnes directes (ce second appareil est celui que j'avais utilisé pour les couronnes directes, voir p. 56).

Une plaque huilée est exposée au brouillard, placée sur un support voisin, en même temps qu'on photographie les couronnes directes ($1/10$ de seconde de temps de pose). L'appareil A convenablement aménagé bascule hors du faisceau, au même instant que se déclenche l'appareil B et qu'on

emporte la lame de verre huilée pour prendre une microphotographie des gouttes. L'ensemble demande quelques secondes.

Pour les arcs-en-ciel, il faut faire pivoter l'appareil B et prendre une seconde photographie avant d'opérer la microphotographie ; l'opération, quoique plus longue, est encore très rapide ; la lecture sur l'alidade est faite après.

Les deux appareils sont munis de plaques et films Panchro.

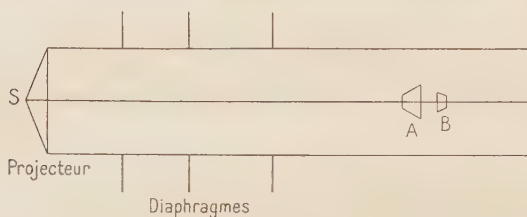


Fig. 19.

Examen des clichés. — Alors que pour les couronnes directes les anneaux disparaissent quand le rayon moyen des gouttes est inférieur à $8\ \mu$, les anticouronnes peuvent être visibles pour des dimensions très inférieures et pouvant atteindre $4\ \mu$ (voir fig. *a* et *b*, planche III).

Comme pour les couronnes, l'étude microphotométrique montre que ces variations de l'intensité, aussi bien pour les anticouronnes que pour les arcs-en-ciel, sont beaucoup moins grandes que ne l'indique la théorie, et qu'elles se superposent à une courbe continue correspondant à une intensité importante par rapport à celle de ces variations.

Les figures 20 et 21 représentent les enregistrements microphotométriques de deux photos d'anticouronnes et arcs-en-ciel, l'une correspondant à un rayon des gouttelettes égal à $10\ \mu$, l'autre à $3\ \mu$ 3. Il est à noter que les variations ayant trait aux anneaux sont dans ce cas particulier bien plus apparentes pour les petites gouttes que pour les grosses et que le phénomène est différent de celui qu'on observait pour

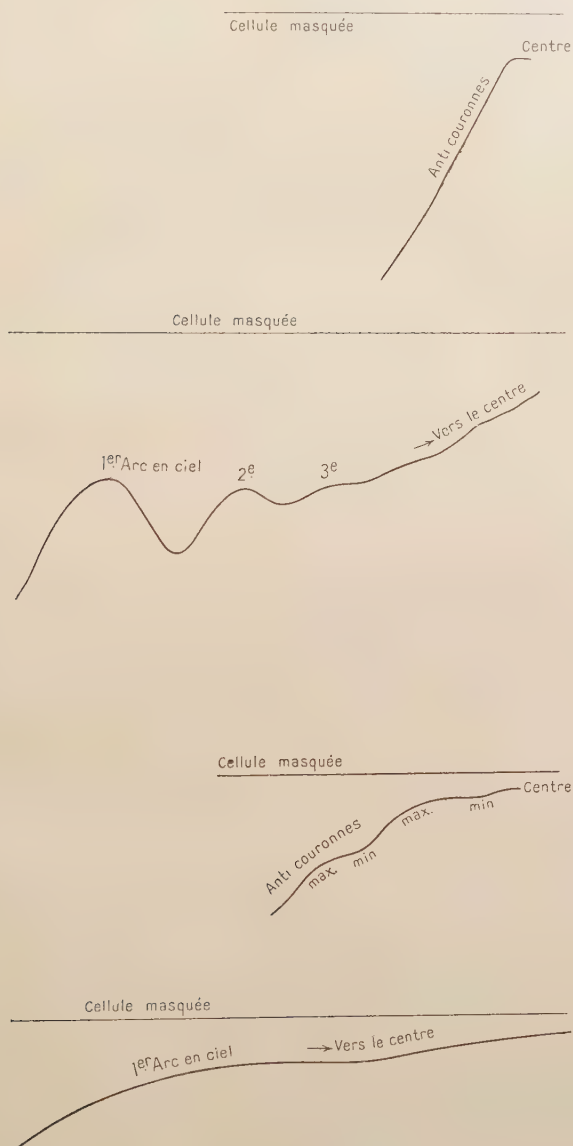


Fig. 20 et 21.

les couronnes directes. Au contraire, les différents arcs-en-ciel sont plus nombreux et plus nets dans le cas des grosses gouttes que dans le cas des petites, fait en accord avec la théorie d'Airy comme nous le verrons plus loin.

Etude photographique du phénomène en lumière polarisée.

— L'appareil étant muni du filtre rouge, je me suis proposé de fixer photographiquement le phénomène que j'avais observé directement en lumière polarisée en opérant comme dans le cas précédent, d'abord en lumière naturelle, ensuite en installant devant le filtre coloré le polaroïd, pour deux directions de celui-ci telles que la partie du champ photographiée corresponde à de la lumière vibrant dans un plan perpendiculaire au diamètre des anticouronnes et arcs-en-ciel, puis dans un plan contenant ce diamètre et l'axe du faisceau.

L'ensemble de ces opérations demande beaucoup de temps et il n'est pas possible de les considérer comme simultanées. En particulier, cette méthode ne permet pas de comparer des intensités polarisées ni de faire des calculs de quantités de lumière polarisée le long du champ ; elle n'est que purement qualitative.

L'examen des clichés m'a permis de faire les constatations suivantes, qui vérifient d'ailleurs celles que j'avais faites par observation directe :

1° Les anticouronnes et arcs-en-ciel sont beaucoup plus visibles qu'en lumière naturelle lorsque le vecteur lumineux transmis leur est tangent (c'est-à-dire perpendiculaire au plan contenant la direction de visée et le rayon incident) (voir fig. *c* et *d*, planche III). Le phénomène est particulièrement net pour les arcs-en-ciel dont les maxima et minima sont facilement mis en évidence par le microphotomètre. La figure 23 *a* et *b* représente l'enregistrement du même arc-en-ciel en lumière naturelle et en lumière polarisée tangentiellement.

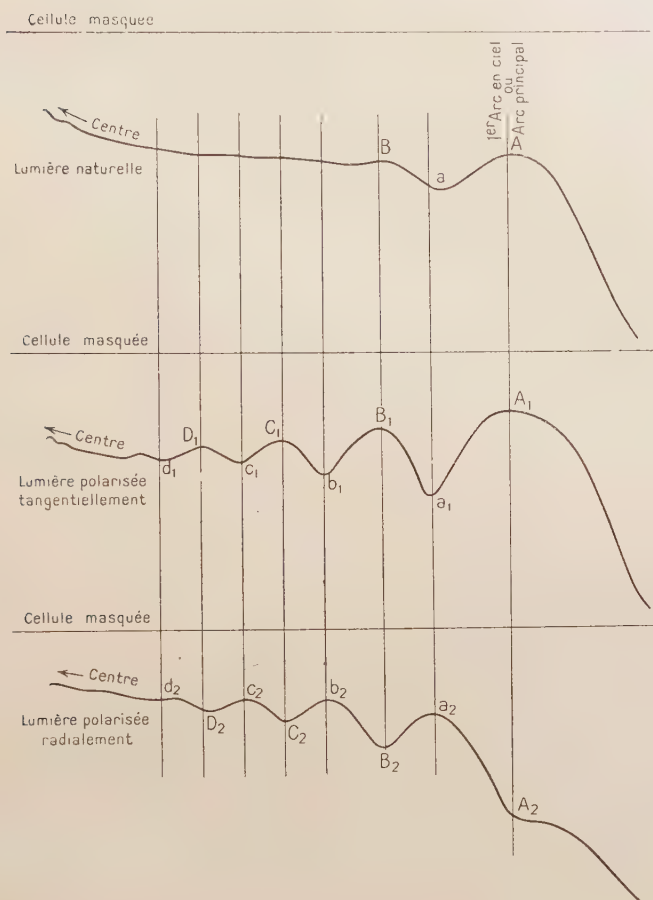


Fig. 22 a, fig. 22 b, fig. 22 c.

Fig. 22. — Microphotogrammes des arcs-en-ciel en lumière monochromatique naturelle, polarisée tangentielle et radialement, passés suivant un diamètre.

Les A, B, C, D représentent les maxima d'intensités dans le cas de la polarisation tangentielle et de la lumière naturelle, les minima dans le cas de la polarisation radiale. Les a, b, c, d représentent les minima d'intensité dans le cas de la lumière naturelle et de la polarisation tangentielle et les maxima dans le cas de la polarisation radiale.

2° Quand le vecteur lumineux transmis est radial, c'est-à-dire situé dans le plan contenant la direction du rayon incident et du rayon diffusé, les maxima correspondant aux arcs-en-ciel en lumière naturelle et en lumière tangentielle disparaissent et sont remplacés par des minima, alors que dans le voisinage des anciens minima apparaissent des maxima (fig. 22 *c*). Dans ce cas, les anticouronnes deviennent beaucoup moins nettes sur le cliché. Le phénomène est encore plus visible sur les enregistrements microphotométriques d'arcs-en-ciel suivant un diamètre. Les maxima des enregistrements 22 *a* et surtout *b* sont remplacés sur l'enregistrement *c* par des minima et réciproquement.

CHAPITRE VIII

Essais d'interprétation théorique.

Anticouronnes. — S. Ray (³⁰ *ter*) conclut d'observations faites sur des brouillards artificiels que les lois classiques de la diffraction ne s'appliquent pas aux anticouronnes. Il explique ces phénomènes en admettant que la surface d'onde après une réflexion à l'intérieur de la goutte et deux réfractions est une portion de sphère et ramène le problème à celui de la diffraction produite par une ouverture circulaire à travers laquelle la lumière se propagerait par ondes sphériques à partir d'un point source. Il vérifie cette hypothèse par des mesures faites sur des brouillards de benzol puis d'eau qui le conduisent à des résultats satisfaisants.

Nous allons tenter de la préciser et de la vérifier par des mesures effectuées sur les anticouronnes qu'on observe dans les brouillards naturels. Nous commencerons par reprendre la théorie classique de l'arc-en-ciel et constaterons qu'elle s'applique aux arcs-en-ciel blancs que nous avons déjà signalés.

Diffraction au voisinage de la caustique. Arcs-en-ciel. — Considérons une gouttelette d'eau de centre O et soit XX la direction des rayons incidents. Soit SA un rayon lumineux venant frapper la goutte ; il se réfracte en A, se réfléchit en B et en sort au point C après avoir subi une déviation D (fig. 23) :

$$D = \pi + 2i - 4r \quad (1)$$

On démontre facilement que cette déviation passe par un minimum lorsque l'incidence satisfait à la relation :

$$2 \cos i - n \cos r = 0 \quad (2)$$

ce qui donne pour l'eau, $I = 59^{\circ}23$.

Les rayons émergents correspondant à cette incidence sont les rayons efficaces. Posons :

$$\delta = \pi - D \quad (3)$$

pour les rayons efficaces ⁽¹⁾ : $\delta = 42^{\circ}2$.

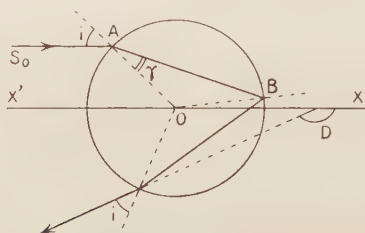


Fig. 23.

On démontre que ces rayons émergents sont tangents à une caustique dont la méridienne est formée de deux branches, l'une au-dessus, l'autre au-dessous de l'asymptote dont la direction est celle des rayons efficaces.

Ayry étudie théoriquement les phénomènes de diffraction qui se produisent au voisinage de cette caustique (on trouvera à ce sujet des explications détaillées dans Mascart, *Traité d'optique*, t. I et III) et conclut qu'il doit se former un système de franges alternativement sombres et brillantes dont les emplacements sont déterminés de la façon suivante : soit α

(¹) En prenant pour indice de l'eau $n = \frac{4}{3}$.

l'angle que fait une certaine direction située dans le plan de la figure avec celle des rayons efficaces, cet angle étant compté positivement dans le même sens que D (fig. 24).

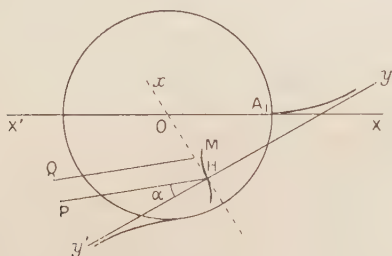


Fig. 24.

Posons :

$$\alpha = \frac{z}{2} \left(\frac{h\lambda^2}{6R^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4)$$

où R désigne le rayon des gouttes, λ la longueur d'onde et h une constante qui pour l'eau a pour valeur $h\ 4,896$. Les maxima et minima du système de franges sont caractérisés par les valeurs suivantes de z .

	Minima	Maxima
	—	—
1. . . .	$Z = 2,4955$	$Z = 1,0845$
2. . . .	$Z = 4,3631$	$Z = 3,4669$
3. . . .	$Z = 5,8922$	$Z = 5,1446$
4. . . .	$Z = 7,2436$	$Z = 6,5782$

Nous nous sommes proposé de vérifier ces résultats théoriques par des mesures effectuées sur des arcs observés dans le brouillard en lumière rouge $\lambda = 0,64$ et nous avons trouvé les résultats suivants (voir tableau 12).

TABLEAU XII

Rayon mesuré	1 ^{er} max.		1 ^{er} min.		2 ^e max.	
	Mesuré	Calculé	Mesuré	Calculé	Mesuré	Calculé
7 μ 5	37°	36° 23'	29°	29° 2	25°	24° 7'
4 μ 3	35°	33° 53'			17°	16° 2'
3 μ 5	33°	32° 41'	19°	19° 32	12°	10° 44
3 μ 3	33°	32° 20'				
10 μ 1	38°	37° 26'				
8 μ 4	36°	36° 50'				
			33°	31° 44'	28°	25° 20'
			31°	30° 2	30°	27° 14'

Tenant compte du manque de netteté des clichés, sur lesquels il est difficile d'apprécier un maximum ou un minimum de noircissement étant donné la largeur des franges, nous avons fait les mesures sur les enregistrements microphotométriques ; les maxima et minima y sont plus nets et nous estimons l'erreur de mesure à 1° environ, compte tenu de l'erreur faite sur l'alidade de l'appareil photographique et du fait que le cliché n'a pas été passé rigoureusement suivant un de ses diamètres.

En lumière blanche, le phénomène est plus complexe et il semble que les arcs-en-ciel devraient être colorés comme ceux qui sont produits par les gouttes de pluie. Mascart (*loc. cit.*, p. 469) explique cet aspect anormal de la façon suivante : les franges sont d'autant plus étendues que le diamètre des gouttes est plus petit et les intensités relatives des différentes couleurs conservent assez longtemps une valeur égale pour que l'arc paraisse blanc ou achromatique. En outre, nous savons que les diverses gouttes qui constituent le brouillard sont loin d'avoir toutes le même diamètre : les arcs correspondant à chacune se chevauchent.

En lumière polarisée, l'examen des microphotogrammes du chapitre précédent nous a montré que si la direction de la vibration transmise par le polaroid est tangente aux arcs-en-ciel, les franges observées coïncident avec celles qu'on voit

en lumière naturelle tout au moins en ce qui concerne les deux premiers maxima, les seuls qu'on puisse apprécier dans ce cas.

Je me suis proposé de vérifier que toute la série de franges observées en lumière polarisée tangentiellement a des emplacements conformes à la théorie d'Airy en procédant comme dans le cas précédent et j'ai obtenu les résultats suivants représentés par le tableau XIII.

TABLEAU XIII

R	1 ^{er} maximum		1 ^{er} minimum		2 ^e maximum		2 ^e minimum	
	Cal- culé	Me- suré	Cal- culé	Me- suré	Cal- culé	Me- suré	Cal- culé	Me- suré
12 μ 9	38° 8	37°	32° 2	34°	29° 31	30°	26° 16	26°
12 μ 3	38° 0	38°	32° 42	33°	29° 7	30°	25° 16	25°
8 μ 0	36° 38	36°	29° 38	30°			20° 20	19°
6 μ 2	35° 41	35°	27° 20	25°	21° 37	19°		

R	3 ^e maximum		3 ^e minimum		R	4 ^e maximum		4 ^e minimum	
	Cal- culé	Me- suré	Cal- culé	Me- suré		Cal- culé	Me- suré	Cal- culé	Me- suré
12 μ 9	23° 26	23°	20° 44	22°	12 μ 9	18° 16	19°	15° 50	16°
12 μ 3	22° 50	22°	20° 2	20°	12 μ 3	17° 30	17°	15° 0	14°
8 μ 0	16° 9	18°							
6 μ 2									

Nous avons vu que malgré les idées développées par Pern-ter et Exner, la théorie classique de la diffraction à l'infini est impuissante à déterminer les emplacements des anneaux sombres qui constituent les anticouronnes; reprenons les idées de Ray d'après lesquelles les ondes lumineuses qui ont subi une réflexion à l'intérieur de la goutte et deux réfrac-

facile de voir que la distance $\overline{BD}$ (fig. 25) s'exprime comme suit :

$$a = \overline{BD} = 2R \frac{\cos I - 4R}{2} = 1,26 R.$$

TABLEAU XIV

i	r	D	$\frac{r'}{R}$	I	A	$A \frac{R}{r'}$
10°	7° 29	170° 04	1,23	0,019	0,14	0,11
20°	14° 31	160° 36	1,27	0,020	0,14	0,11
30°	22° 02	151° 52	1,36	0,023	0,15	0,11
40°	28° 50	144° 40	1,50	0,030	0,17	0,11
50°	35° 06	139° 36	1,88	0,062	0,25	0,13
50° 23	40° 12	137° 58	3,75			
60°	40° 30	139° 30		1,043	1,02	

On constate que, sauf au voisinage des rayons efficaces, la courbure de la surface d'onde garde le même ordre de grandeur ; d'autre part, si on assimile sa méridienne à un arc de cercle de centre B passant par D , la distance de ce cercle à la méridienne réelle, le long de l'axe XOX , est 0,03 R .

TABLEAU XV

Rayon mesuré	1 ^{re} série (1)		2 ^e série		3 ^e série	
	θ calculé	θ mesuré	θ calculé	θ mesuré	θ calculé	θ mesuré
3 μ 7	8° 11	9° 5	15° 39	14° 41		
10 μ 0	4° 5	4° 4	7° 44	6° 0		
10 μ 0	4° 5	4° 4				
8 μ 0	5° 5	6° 0	9° 38	8° 55		
5 μ 4	5° 46	5° 43	9° 29	8° 32		
5 μ 4	5° 46	5° 45	9° 29	9° 48		
5 μ 4	5° 46	6° 19	9° 29	10° 3	16° 47	14° 28
6 μ 3	6° 27	6° 34	12° 9	9° 39		
6 μ 2	6° 33	6° 34	12° 20	10° 8		
4 μ 6	8° 49	9° 26				
7 μ 6	7° 45	7° 15				

(1) Il s'agit de la 1^{re} série d'anticouronnes nettement visibles.

2° Si on se reporte à la théorie d'Airy (voir Mascart, *loc. cit.*), on voit qu'elle ne fait intervenir de part et d'autre de l'arête d'inflexion, qu'une bande étroite de la surface d'onde. On peut admettre, si on s'écarte notablement de la direction des rayons efficaces, que les phénomènes de diffraction dus à cette partie deviennent négligeables, ceux qui se produisent au voisinage de la direction inverse de propagation du faisceau étant imputables à la portion correspondant à la méridienne LD. Pour appliquer le principe d'Huygens à la surface ainsi définie, il faut évaluer l'amplitude de la vibration lumineuse en chaque point.

Nous avons vu (chapitre IV) que Wiener détermine en fonction de l'incidence et pour un observateur suffisamment éloigné de la goutte, l'intensité diffusée par celle-ci dans une direction quelconque. Il trouve, pour des rayons ayant subi une réflexion intérieure et deux réfractions, une expression de la forme

$$I = kE \frac{R^2}{4} \frac{\sin 2i}{\sin 2(2r-i)} \cdot \frac{n \cos r_1}{2 \cos i - n \cos r}$$

et qui ne s'applique pas à des rayons voisins des rayons efficaces. On voit sur le tableau XIV que pour des rayons éloignés de ceux-ci, cette expression garde le même ordre de grandeur ainsi que l'amplitude A correspondante, et nous aurons une idée de l'ordre de grandeur de l'amplitude le long de la surface d'onde en la considérant comme étant le rapport $\frac{A}{r'}$, r' désignant le rayon de courbure de cette surface au point envisagé. Ce calcul n'est pas valable au voisinage des rayons efficaces, mais lorsque la déviation est comprise entre 50° et 60°, il prend une valeur moyenne égale à 0,20.

Nous admettons donc, bien que le raisonnement qui précède soit loin d'être rigoureux, que la valeur de l'amplitude garde le même ordre de grandeur le long de la surface d'onde de centre **S** dont la méridienne est l'arc de cercle LD. Le problème se ramène ainsi à l'étude des phénomènes

nes de diffraction produits par une source ponctuelle S et une ouverture circulaire de centre O , dont le contour passe par le point D et dont le plan est normal à la direction SO .

Dans ce cas, le rayon de l'ouverture circulaire est donné par :

$$c = R \sin (I - 4R) = 0,98 R$$

et celui de la surface d'onde sphérique de centre S qui s'appuie sur elle a pour valeur a .

Diffraction par une ouverture circulaire. — Soit une source ponctuelle S et un écran E percé d'une ouverture circulaire Γ de centre O et de rayon ρ dont le plan est perpendiculaire à la direction SO . Soit a le rayon de l'onde sphérique de

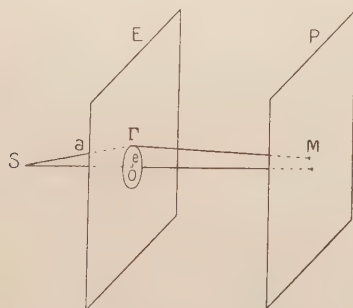


Fig. 26.

centre S s'appuyant sur Γ (voir fig. 26). Nous nous proposons d'étudier les phénomènes de diffraction produits dans le plan P parallèle à l'écran E dont la distance au point le plus proche de l'onde sphérique de centre S est b .

Ce problème a été traité par Lommel ⁽³¹⁾ et Gray et Mathews ⁽³²⁾, dont nous rappellerons ici les résultats :

Nous examinons un point M du plan P à la distance z de l'axe.

D'après ces auteurs, l'intensité en M est proportionnelle à la quantité

$$M^2 = \left(\frac{2}{y}\right)^2 (u_1^2 + u_2^2) \quad (1)$$

où u_1 et u_2 sont données par :

$$(2) \quad \begin{cases} u_1 = \Sigma (-1)^u \left(\frac{y}{z}\right)^{2u+1} J_{2u+1}(z) \\ u_2 = \Sigma (-1)^u \left(\frac{y}{z}\right)^{2u+2} J_{2u+2}(z) \end{cases}$$

les J_1 et $J_2 \dots$ sont les fonctions de Bessel qu'on détermine à l'aide des tables (Gray et Matheus, *loc. cit.*, p. 263 et suivantes).

On pose :

$$y = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{a+b}{2ab} \rho^2 \quad \frac{2\pi 3}{\lambda b} \rho = z$$

qui deviennent quand l'observateur se trouve à l'infini ou si l'observation se fait au foyer d'un objectif photographique :

$$(3) \quad y = \frac{2\pi}{a\lambda} \rho^2 \quad z = \frac{2\pi}{\lambda} \theta \rho \quad (4)$$

où $\theta = \frac{3}{b}$ est l'angle que fait le rayon diffracté avec l'axe du système.

Quand $y > z$ ⁽⁹⁾ les séries 2 peuvent être remplacées par l'expression :

$$(5) \quad \begin{cases} u_1 + V_1 = \sin \frac{1}{2} \left(y + \frac{z^2}{y} \right) \\ -u_2 + V_0 = \cos \frac{1}{2} \left(y + \frac{z^2}{y} \right) \end{cases}$$

Avec :

$$(6) \quad \begin{cases} V_0 = (-1)^n \left(\frac{z}{y}\right)^{2n} J_{2n}(z) \\ V_1 = (-1)^n \left(\frac{z}{y}\right)^{2n+1} J_{2n+1}(z) \end{cases}$$

(9) Ceci correspond à des rayons faiblement inclinés sur l'axe.

Les maxima et minima d'intensité sont donnés par :

$$\frac{\partial M^2}{\partial z} = 0$$

expression qui se traduit par

$$\left(\frac{z}{y}\right)^2 J_1(z) U_2 = 0$$

soit

$$J_1(z) = 0 \quad U_2 = 0.$$

Les valeurs de J_1 et U_2 sont calculables à l'aide des tables de Bessel.

Recherche graphique des maxima et des minima. Méthode de Lommel. — Cette méthode permet de trouver, pour différentes valeurs de y les valeurs de z donnant un maximum ou un minimum.

Portons en ordonnées les valeurs croissantes de y , en abscisses celles de z . Des parallèles à OY sont tracées pour les valeurs de z qui donnent $J_1(z) = 0$. Lommel les appelle les $J = 0$ (voir fig. 6).

Sur le même diagramme sont tracées les courbes qui pour une valeur donnée de y donnent :

$$\frac{U_2(z)}{y^2} = 0 \quad \text{ou} \quad U_2 = 0.$$

Une parallèle à OZ rencontre ces courbes en des points y tels que $U_1 = 0$; cette droite rencontre également les $J_1 = 0$. Les points correspondants sont ceux qui pour une valeur donnée de y donnent des maxima et des minima.

Ceci posé, l'étude analytique de cette famille de courbes conduit Lommel aux résultats suivants :

1° Les courbes $U_1 = 0$ coupent l'axe OY en des points doubles dont les ordonnées sont multiples de 4π .

2° Chaque point ainsi déterminé est un point double.

3° Les points de rencontre des $J_1 = 0$ avec les courbes $U_1 = 0$ correspondent à des points d'inflexion de l'intensité.

La figure 27 donne l'allure pour des valeurs de y supérieures à 10π .

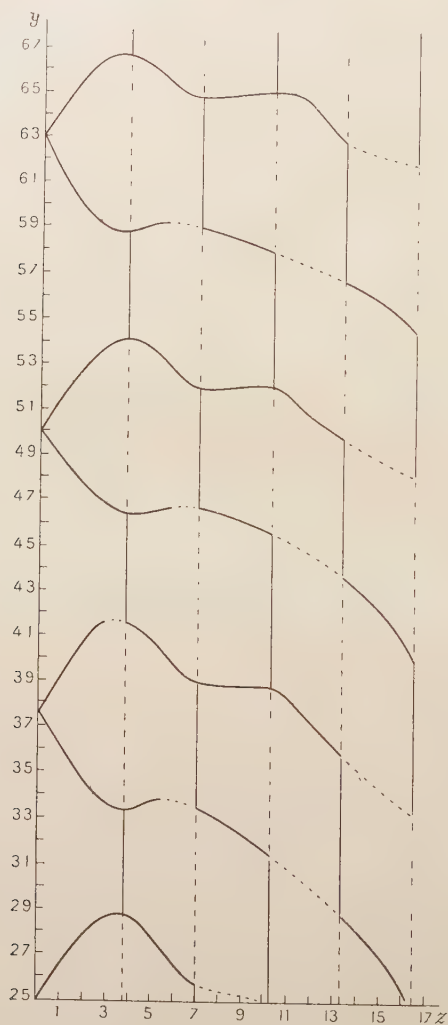


Fig. 27.

Interprétation des graphiques. — Suivons une parallèle à OZ passant par un point double sur OY. Elle rencontre d'abord une courbe $J_1 = 0$ en un point correspondant à un maximum de l'intensité, puis une courbe $J_1 = 0$ ou $U_2 = 0$ en un point correspondant à un minimum, etc. Suivons une

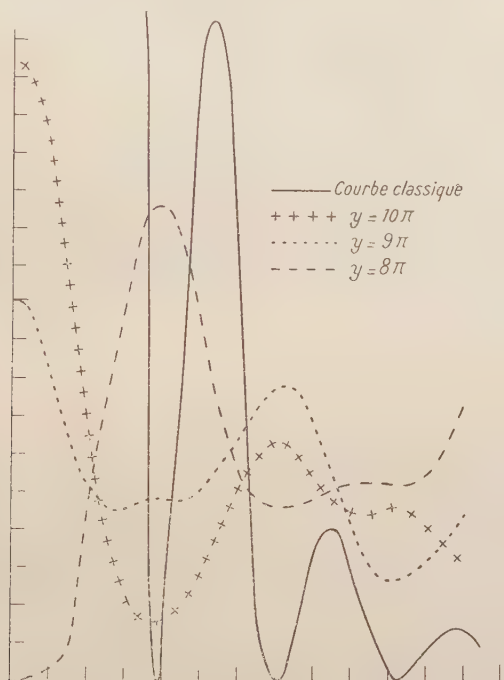


Fig. 28.

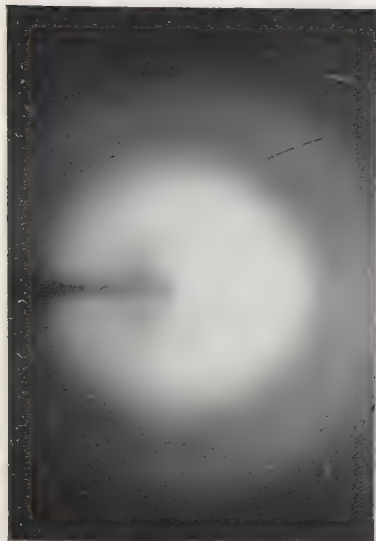
courbe $J_1 = 0$ jusqu'à rencontrer $U_2 = 0$ et dépassons le point de rencontre. U_2 change de signe $\frac{\partial J_1}{\partial x}$ n'en change pas : le signe de la dérivée seconde de M^2 change et après avoir traversé U_2 la portion de $J_1 = 0$ devient un minimum si la portion précédente était un maximum et réciproquement. Ce raisonnement permet de se rendre compte si les points cherchés se rapportent à des maxima ou à des minima ; sur la

figure 27, on a tracé en traits gras les segments des courbes correspondant à des minima et en traits fins ceux qui correspondent à des maxima. Il est à noter que les $J_1 = 0$ représentent l'emplacement des minima dans le cas classique de la diffraction à l'infini par une ouverture circulaire et que, d'après ce graphique, le système de franges qui nous intéressent en est nettement différent. On remarquera également que les franges sont plus écartées, c'est sans doute pour cette raison qu'elles sont plus nettes et peuvent se produire pour des dimensions des gouttes très inférieures à celles qui donnaient des anneaux visibles sur les photographies obtenues avec les couronnes directes. Alors que les intensités relatives des divers maxima ont toujours même valeur relative dans le cas classique, et que les courbes de répartition de l'intensité présentent toujours un maximum très marqué au centre, il n'en est pas de même ici : l'intensité centrale peut être nulle pour des valeurs de y multiples de 4π .

La figure 28 représente les variations de l'intensité calculée par Lommel pour y 8π , 9π , 10π , ainsi que la courbe de diffraction classique.

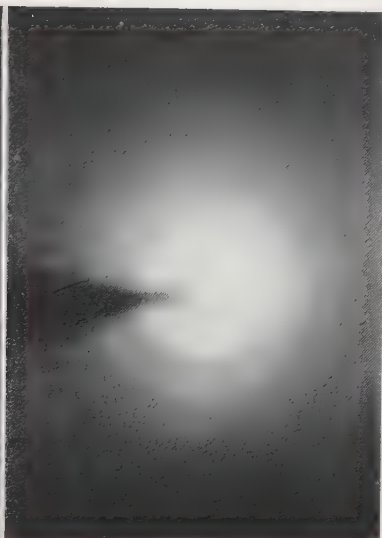
Vérifications expérimentales. — L'examen des enregistrements microphotométriques correspondant aux anticouronnes montre que, comme dans le cas des couronnes, les variations d'intensité ne sont généralement pas assez importantes pour qu'on puisse déterminer sur eux les emplacements des maxima et des minima avec précision.

Les diamètres des anneaux ont été mesurés directement sur le cliché à $5/10$ de millimètre près ce qui correspond à une erreur angulaire de $40'$ environ. Les gouttelettes correspondantes sont connues d'après les mesures des couronnes directes et des microphotographies à $0\mu 5$ près. En calculant l'emplacement des divers anneaux sombres d'après la méthode graphique de Lommel, j'ai obtenu les résultats suivants (voir tableau 15), qui me semblent satisfaisants étant



b. Anticorronnes $R = 87$.

752

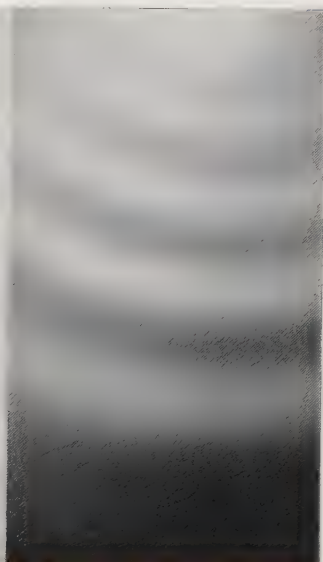


a. Anticorronnes $R = 42$.

751



c. Arcs-en-ciel blancs
en lumière polarisée
tangentiellement.



d. Arcs-en-ciel blancs
en lumière polarisée
radialement.

donné la précision des mesures. Il est à noter que l'accord est moins bon pour des rayons fortement inclinés sur l'axe, ceci était à prévoir étant donné les approximations que nous avons faites.

Il résulte de cette étude :

1° Que la théorie de la diffraction au voisinage de la caus-tique prévoit de façon satisfaisante les emplacements des franges observées à travers le polaroid en lumière polarisée tangentiellement.

2° Que les théories de la réflexion et de la réfraction (chapitre IV) prévoient l'état de polarisation de ces franges mais sont impuissantes à expliquer celui de la tache centrale ainsi que l'existence des franges observées en lumière polarisée radialement situées entre les arcs-en-ciel.

3° Si on se reporte à la théorie de Rayleigh, on voit que celle-ci prévoit dans la région correspondant aux arcs-en-ciel et aux anticouronnes l'existence de franges partiellement polarisée radialement ou tangentiellement suivant l'emplacement considéré. D'après elle la région centrale des anticouronnes présenterait un excès de lumière polarisée radialement mais l'état de polarisation qu'elle prévoit dans la région des arcs-en-ciel ne correspond pas à celui que nous avons trouvé expérimentalement, il ne faut pas s'étonner de ce fait puisque le calcul de Ray n'est valable que pour des dimensions des gouttelettes très inférieures à celles qui se sont présentées au cours de nos observations.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

Nous avons étudié par microphotographies la constitution des nuages, trouvé qu'en un même point et pour un même nuage, les gouttelettes d'eau n'ont pas toutes les mêmes rayons et déterminé la loi statistique de répartitions de ces rayons qui est de la forme suivante :

$$n = Ke^{-\frac{(R - m)^2}{6}}$$

où n désigne le nombre de gouttes de rayon R et m la valeur moyenne de tous les rayons.

La nature d'un nuage, définie d'après l'Atlas international, dépend du rayon des gouttelettes qui le constituent de la façon suivante :

<i>Nimbo Stratus.</i>	rayon moyen . .	9 μ 8
<i>Strato cumulus.</i>	rayon moyen . .	7 μ 6
<i>Cumulus.</i> . .	rayon moyen . .	5 μ 4
<i>Stratus</i> . . .	rayon moyen . .	4 μ 2

et j'ai constaté que par température inférieure à zéro dont les gouttelettes de rayon moyen supérieur à 8 μ sont rares (*Nimbo Stratus* et certains *Strato cumulus*) et donnent naissance à du givre transparent, alors que les nuages correspondant à des gouttes de un rayon inférieur sont fréquents et donnent du givre opaque et souvent fragile. En général, dans ces conditions, quand les particules ont un faible rayon moyen (inférieur à 8 μ) elles se congèlent individuel-

lement au bout de 10 à 15 secondes; quand ce rayon est supérieur à $8\ \mu$ elles se congèlent en bloc au bout d'une trentaine de secondes.

L'eau de fusion du givre contient des chlorures, nitrates et silicates de calcium, de magnésium et d'ammonium, alors que le sodium y paraît à peu près inexistant. Sa teneur en chlore ne semble pas dépendre de l'origine des courants atmosphériques ayant donné naissance aux nuages givrants.

J'ai mesuré en valeurs relatives l'intensité diffusée par une goutte de brouillard dans une direction faisant un angle quelconque avec les rayons incidents et j'en ai déduit que les résultats théoriques obtenus par Wiener, supposant que les lois de l'optique géométrique sont applicables à des sphères transparentes ayant les dimensions de ces gouttes n'étaient pas quantitativement vérifiés. Ils permettent cependant de représenter les phénomènes qualitativement, ainsi que la théorie électromagnétique de Rayleigh, valable toutefois pour des particules de rayon inférieur.

En lumière blanche les couronnes qu'on voit autour d'un projecteur dans le brouillard ont l'aspect classique des couronnes de diffraction pour des rayons moyens des gouttes supérieures à $5\ \mu$; pour des dimensions inférieures des particules elles prennent un aspect différent. En lumière monochromatique, les emplacements des anneaux sombres sont ceux que prévoient les lois classiques de la diffraction mais au-dessous de $8\ \mu$ ils disparaissent sur les photographies par suite de la loi statistique de distribution des gouttelettes.

Les emplacements des arcs-en-ciel blancs sont conformes à la théorie d'Airy et j'ai vérifié que ceux des anticouronnes pouvaient être calculés en supposant que la lumière qui revient en arrière après deux réfractions et une réflexion se propage par ondes sphériques; tout semble se passer comme si on se trouvait en présence de phénomènes de diffraction produits par un point lumineux situé au voisinage d'un écran circulaire et examiné à travers cet écran.

Enfin, la région correspondant aux arcs-en-ciel et anticouronnes est constituée par de la lumière partiellement polarisée dont la théorie d'Airy est impuissante à expliquer l'existence ; la théorie de Rayleigh ne l'interprète qu'incomplètement. Il faut en conclure que les gouttelettes qui constituent les nuages ont des dimensions telles qu'on ne peut leur appliquer les lois de l'optique géométrique parce qu'elles sont trop petites, et qu'elles sont trop grandes pour que les théories générales s'appuyant sur la théorie électromagnétique conduisent à des résultats qu'il ait été possible d'interpréter jusqu'ici ; on se trouve donc dans des conditions intermédiaires de validité des deux théories.

BIBLIOGRAPHIE

1. HOUGHTON. — Vol. 2, (1932), 467.
2. A. MONNIER. — *Thèses*. Université de Caen (1936), 59 et 107.
3. E. BOREL. — *Théorie des probabilités*, 54.
4. Y. ROCARD. — Etude sur la visibilité. *La Revue d'Optique*, 1935.
5. H. KOHLER. — Wasser oder Eis. *Meteor. Zeits.*, 40 (1923).
6. BARBET. — *Rapport sur les études faites sur le givrage au Mont-Ventoux*. 1935-1936, 1936-1937.
7. H. KOHLER. — *Studien über nebel frost und schneebildung, und über den chlorgehalt des nebel frostes, des schnees und des seewassers im Holdgebret*. Upsolla (1937), 297.
8. BIGG (W. H.). — Ice formation in Great Britain. *British meteorological office*, 1937.
9. MAC NEAL. — Ice formation in the atmosphere. *Journal of aeronautical science*, 34 (1937).
10. BLEECKER. *Meteor. Zeits.*, 67 (1932), 651.
11. E. BRAZIER et L. PERDEREAU. — Le brouillard à Saint-Maur de 1874 à nos jours. *La Météorologie*, 22 juillet 1935, 313.
12. BOUSSINGAULT. — *C. R.*, 37, 207 et 798; 38, 249; 46, 1123.
13. FILHOL. — *C. R.*, 41, 838.
14. CHANG. — *C. R.*, 99, 869.
15. MIE. — *Ann. der Phys.*, 25 (1908), 377.
16. LORD RAYLEIGH. — *Phil. Mag.* [4], 41 (1871); [5], 12 (1882); [5], 47 (1899).
17. LORD RAYLEIGH. — *Proc. Roy. Soc.*, 84 (1910).
18. S. RAY. — *Proc. Ind. Assoc. for the Cultivation of Science*, 8 (1923), 36, 42, 29.
19. BLUMER. — *Zeits. fur Phys.*, 32 (1925), 1119; 38 (1926), 304 et 920; 39 (1926), 195.
20. CH. WIENER. — *Die Helligkeit des Klaren Himmels*. Abhandl. Kaiserl. Leopold. Karol. Deutsch. Akad. des Naturforsch., 73 (1907), 1.
21. MECKE. — *Ann. der. Phys.*, 62 (1921), 356; 61, (1920) 471.
22. PERNTER et EXNER. — *Meteorologische Optik*, 451, 518.
23. MASCART. — *Traité d'Optique*, 3, 415, 424, 427.

24. RICHARDSON. — *Quart. Journ. of the Roy. Meteor Soc.*, **213** (1925), 1.
- 24 bis) H. KOHLER. — Ueber tropfen gruppen die Elemente des Nebels und des Wolhen. *Medd. fr. Statt. Met. Hydr. Amst.*, **5**, (1935), 69.
25. MACH. — *Wien. Ber.*, **52** (1865), 303 ; **54** (1866), 130 et 393.
26. A. LOMMEL. — Bengunerscheinungen eines Kreisrunden schrunens. Abhand. des Boy. *Akad. des Wissenchaften*, **15** (1886).
27. GRAY et MATHEWS. — *Treatise of the Bessel Functions*. Londres (1931).
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.	3

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE PREMIER. — Mesure des gouttes de brouillard. .	5
CHAPITRE II. — Dimensions des gouttes de brouillard en rapport avec la nature des nuages qu'elles constituent	15
CHAPITRE III. — Etude sur le givre.	24

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE IV. — Diffusion et diffraction de la lumière par le brouillard	39
CHAPITRE V. — Etude expérimentale de la diffusion par les brouillards naturels.	42
CHAPITRE VI. — Etudes expérimentales des couronnes dans les brouillards naturels.	53
CHAPITRE VII. — Etude des anticouronnes et arcs-en-ciel dans les brouillards naturels	64
CHAPITRE VIII. — Essais d'interprétations théoriques . .	75
CONCLUSIONS GÉNÉRALE	90
BIBLIOGRAPHIE	93
TABLE DES MATIÈRES.	95

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Ionisation par les rayons γ et par les rayons
cosmiques dans les chambres d'ionisation.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 3 Avril 1940.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

G. ROUSSY.

